
MASTERARBEIT

Frau Dipl. – Wirtsch. – Ing. (FH)

Franka Marquardt

**Untersuchungen zur
schnellen Strahlschaltung mit
Akustooptischen Modulatoren**

Mittweida, 2012

MASTERARBEIT

Untersuchungen zur schnellen Strahlschaltung mit Akustooptischen Modulatoren

Autor:

Frau Dipl.- Wirtsch.- Ing. (FH)

Franka Marquardt

Studiengang:

Physikalische Technik (M. Sc.)

Seminargruppe:

PT10w1 – M

Erstprüfer:

Prof. Dr. rer. nat. Bernhard Steiger

Zweitprüfer:

Prof. Dr. – Ing. Udo Löschner

Einreichung:

Mittweida, 21.09.2012

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2012

MASTER THESIS

Research on fast beam switching using acousto-optic modulators

author:

Ms. Dipl. Wirtsch. – Ing. (FH)

Franka Marquardt

course of studies:

Applied Physical Engineering (M.Sc.)

seminar group:

PT10w1 – M

first examiner:

Prof. Dr. rer. nat. Bernhard Steiger

second examiner:

Prof. Dr. – Ing. Udo Löschner

submission:

Mittweida, 21.09.2012

defence/ evaluation:

Mittweida, 2012

Bibliografische Beschreibung:

Marquardt, Franka:

Untersuchungen zur schnellen Strahlschaltung mit Akustooptischen Modulatoren. - 2012. – 87 S.

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Mathematik/Naturwissenschaften/
Informatik, Masterarbeit, 2012.

Referat:

Inhalt der Arbeit sind Untersuchungen zur Wechselwirkung von Laserstrahlung mit hochfrequenten akustooptischen Modulatoren vom Typ *Bragg* bzw. *Raman-Nath/Bragg*. Die Modulatoren werden mit der Zielsetzung der schnellen Strahlschaltung hoher optischer Ausgangsleistungen hinsichtlich ihrer Beugungseffizienz und der erreichten Schaltzeit bewertet. Die Auswirkungen der akustooptischen Modulation auf das räumliche Laserstrahlprofil werden mit abbildenden Verfahren dargestellt und diskutiert.

Inhalt

Abbildungsverzeichnis.....	I
Tabellenverzeichnis.....	VII
Formelzeichen	IX
Abkürzungsverzeichnis.....	XIII
0 Motivation und Zielstellung	1
1 Theoretische Grundlagen.....	3
1.1 <i>Elastooptik.....</i>	3
1.1.1 Optische Indikatrix.....	3
1.1.2 Der photoelastische Effekt	6
1.2 <i>Funktionsweise eines AOM.....</i>	8
1.2.1 Akustooptische Kenngrößen	10
1.2.1.1 Gütefaktor M_2 und intrinsische Dämpfung	10
1.2.1.2 Akustische Leistung	11
1.2.1.3 Beugungseffizienz.....	12
1.2.1.4 Schaltzeit	13
1.2.2 Betriebsregimes.....	14
1.2.2.1 Raman-Nath-Anordnung	15
1.2.2.2 Bragg-Anordnung	17
2 Experimentelle Untersuchungen	19
2.1 <i>Charakterisierung der räumlichen Strahleigenschaften der Laserquellen</i>	19
2.2 <i>Charakterisierung der verwendeten AOM.....</i>	20
2.3 <i>Schaltzeit</i>	23
2.3.1 Blockschaltbild.....	24
2.3.2 Beitrag der einzelnen Komponenten zur schnellen Strahlschaltung	25
2.4 <i>Vorgehensweise zur experimentellen Bestimmung des Strahldurchmessers.....</i>	27

2.4.1	Nd:YAG-Laser	28
2.4.2	Faserlaser	30
2.5	<i>Untersuchungen mit fs-Laserpulsen</i>	33
3	Ergebnisse und Diskussion	35
3.1	<i>Beugungseffizienz</i>	35
3.1.1	Einfluss des Strahldurchmessers.....	35
3.1.1.1	Beugungseffizienz des AOM 1	35
3.1.1.2	Beugungseffizienz des AOM 2	38
3.1.2	Einfluss des Polarisationszustands.....	45
3.1.2.1	Untersuchungen mit dem AOM 1.....	47
3.1.2.2	Untersuchungen mit dem AOM 2.....	48
3.1.2.3	Analyse der internen Arbeitsweise des AOM 1	52
3.1.3	Einfluss der optischen Leistung.....	54
3.2	<i>Schaltzeit</i>	59
3.2.1	Einfluss des Strahldurchmessers.....	59
3.2.2	Gradientenindex-Modell.....	65
3.3	<i>Wechselwirkung zwischen Schallwelle und Laserstrahlung</i>	67
3.3.1	Untersuchungen mit fs-Laserpulsen	68
3.3.2	Auswirkung auf das räumliche Laserstrahlprofil.....	69
3.4	<i>Fehlerbetrachtung</i>	74
4	Zusammenfassung und Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	79
	Anlagenverzeichnis	83
	Danksagung	85
	Selbstständigkeitserklärung	87

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1-1 Sonderfall eines sphärischen Brechungsindexellipsoids bei isotropen Materialien mit konstanter Brechzahl	3
Abb. 1-2 Vektorielle Beziehung bei der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem anisotropen Medium	4
Abb. 1-3 Indexellipsoid zur geometrischen Konstruktion der Schwingungs- und Ausbreitungsrichtung elektromagnetischer Wellen in einem anisotropen Material	5
Abb. 1-4 Atomare Gitteranordnung ohne (a) bzw. bei longitudinaler Schwingungsanregung (b) ..	6
Abb. 1-5 Schallausbreitung und periodische Brechungsindexmodulation in einem AOM.	8
Abb. 1-6 Bewegungen der Atomebenen durch Longitudinalwellen und Scherwellen	9
Abb. 1-7 Einsatz eines AOM als akustooptischer Deflektor	14
Abb. 1-8 Strahlverlauf und entstehende Beugungsordnungen bei <i>Raman-Nath</i> -Anordnung	15
Abb. 1-9 Ausbildung des Phasenversatzes der elektromagnetischen Wellen bei <i>Raman-Nath</i>	16
Abb. 1-10 Ausbreitungsvektoren K und Amplituden S der Schallwelle bei kleinem b (links), gebeugte Ordnungen der elektromagnetischen Welle (rechts)	17
Abb. 1-11 Beugungsbild einer Besselfunktion nullter Ordnung bei <i>Raman-Nath</i> -Anordnung	17
Abb. 1-12 Reflexion der elektromagnetischen Welle am akustischen Gitter bei <i>Bragg</i> -Anordnung	18
Abb. 1-13 Strahlverlauf (rot) und entstehende Beugungsordnung bei Anordnung nach <i>Bragg</i> ...	18
Abb. 2-1 Kaustik des Nd:YAG-Laserstrahls und Strahlprofil im Fokus bei $P_{opt} = 16$ W	19
Abb. 2-2 Kaustik des Faserlaserstrahls und Strahlprofil im Fokus bei $P_{opt} = 400$ W	20
Abb. 2-3 Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Klein-Cook-Parameters Q	23

Abb. 2-4 Versuchsanordnung zur Bestimmung der Beugungseffizienz und Schaltzeit des AOM .	24
Abb. 2-5 Blockschaltbild zur Ansteuerung des AOM und Auslese des Lasersignals	24
Abb. 2-6 Einfluss der Position des Strahlverlaufs im AOM auf die akustische Schalllaufzeit	26
Abb. 2-7 Zeitliches Schaltverhalten der drei Komponenten NF-, HF- und Lasersignal, $P_{HF} = 55 \text{ W}$, $P_{opt} = 1 \text{ W}$, $f_{FG} = 10 \text{ kHz}$	27
Abb. 2-8 Strahlkaustik des Rohstrahls bei 1 W ($w_{0,86} = 0,39 \text{ mm}$) und 10 W ($w_{0,86} = 0,34 \text{ mm}$) optischer Ausgangsleistung	28
Abb. 2-9 Sekundärtaillen nach Aufweiter bei verschiedenen Konfigurationen	29
Abb. 2-10 Abschätzung der Laserstrahlausdehnung bei Fokussierung in den AOM	30
Abb. 2-11 Bestimmung der Fernfelddivergenz des kollimierten Faserlaserstrahls	31
Abb. 2-12 Strahlpropagation bei Anordnung des Linsensystems nach Konfiguration Nr. 1	32
Abb. 2-13 Prinzipskizze zum Experiment	33
Abb. 2-14 Blockschaltbild zur Triggerung des akustischen Signals zum fs-Laserpuls	34
Abb. 3-1 Beugungseffizienz in Abhängigkeit der HF-Leistung bei unterschiedlichen Strahldurchmessern	36
Abb. 3-2 Beugungsordnungen des AOM 1, $P_{HF} = 6 \text{ W}$ (links) bzw. 55 W (rechts), $P_{opt} = 1 \text{ W}$, $w_{0,86} = 0,17 \text{ mm}$	37
Abb. 3-3 Beugungseffizienz für unterschiedliche Strahldurchmesser beim AOM 2.....	38
Abb. 3-4 Beugungsordnungen des AOM 2 bei $P_{HF} = 0,6 \text{ W}$ und 30 W, $P_{opt} = 60 \text{ W}$, $w_{0,86} = 0,4 \text{ mm}$	39
Abb. 3-5 Skizzierte Darstellung der Reflektion eines Laserstrahls mit großem Durchmesser (a) und kleinem Durchmesser am akustischen Gitter	40
Abb. 3-6 Beugungsordnungen bei Anordnung von zwei Modulatoren in Reihe, $P_{HF} = 1,3 \text{ W}$ (links) bzw. 60 W (rechts), $P_{opt} = 20 \text{ W}$, $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$	41

Abb. 3-7 Versuchsaufbau zur Bestimmung der Beugungseffizienz von 2 Modulatoren des Typs AOM 2	41
Abb. 3-8 Beugungseffizienz für zwei Modulatoren vom Typ AOM 2, $P_{opt} = 330 \text{ W}$	42
Abb. 3-9 Vergleich der gemessenen Werte zum theoretischen Modell, $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$, $P_{opt} = 330 \text{ W}$	43
Abb. 3-10 Schematische Skizze zur Zuordnung der photoelastischen Komponenten	46
Abb 3-11 Anordnung der piezoelektrischen Schallwandler im Quarzglas beim AOM 1	47
Abb. 3-12 Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Polarisationszustands beim AOM 1	48
Abb. 3-13 Experimentelle Anordnung zur Bestimmung des Polarisationszustands der Faserlaserstrahlung.....	49
Abb. 3-14 Einfluss des Polarisationszustands auf die Beugungseffizienz des AOM 2.....	49
Abb. 3-15 Unterschiede in der Beugungseffizienz bei den photoelastischen Komponenten p_{11} und p_{12} , $\psi = 0^\circ$ - grüner Kurvenverlauf, $\psi = 90^\circ$ - blauer Kurvenverlauf	51
Abb. 3-16 Schematische Darstellung der gezielten Dejustage zur Untersuchung des AOM 1 hinsichtlich der Beugungseffizienz und Schaltzeit, links: $\psi = 90^\circ$, rechts: $\psi = 0^\circ$	52
Abb. 3-17 Einfluss des Polarisationszustands des Laserstrahls auf die Schaltflanke beim AOM 1	53
Abb. 3-18 Beugungseffizienz unter Variation der optischen Ausgangsleistung, $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$...	55
Abb. 3-19 Beugungseffizienz unter Variation der optischen Ausgangsleistung, $w_{0,86} = 0,7 \text{ mm}$...	55
Abb. 3-20 Spitzenintensität für unterschiedliche Strahlradien in Abhängigkeit der optischen Leistung	56
Abb. 3-21 Entwicklung der Beugungseffizienz als Funktion der HF-Leistung, $w_{0,86} = 0,4 \text{ mm}$	57
Abb. 3-22 Relative Messungenauigkeit des Leistungsmesskopfs bei der Bestimmung der Effizienz, $w_{0,86} = 0,7 \text{ mm}$	59
Abb. 3-23 Schaltzeiten von unterschiedlichen Strahlradien im Vergleich	60

Abb. 3-24 Erreichte Schaltzeit in Abhängigkeit des Strahlradius beim AOM 1	62
Abb. 3-25 Schaltzeit in Abhängigkeit des Strahlradius beim AOM 2 für 2 optische Leistungen ...	63
Abb. 3-26 Schaltflanke beider AOM im Vergleich, AOM 1: $w_{0,86} = 1,7 \text{ mm}$, $P_{opt} = 1 \text{ W}$, AOM 2: $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$, $P_{opt} = 60 \text{ W}$	64
Abb. 3-27 Justagebedingte Verzerrung der Schaltflanke beim AOM 1, $w_{0,86} = 2 \text{ mm}$, $P_{HF} = 55 \text{ W}$, $P_{opt} = 10 \text{ W}$	64
Abb. 3-28 Schematische Darstellung der Laserstrahlpropagation durch das akustische Schallfeld bei Taillenradien kleiner der Gitterperiode der Schallwelle.....	66
Abb. 3-29 GRIN-Effekt bei einem Taillenradius des Laserstrahls $w_{0,86} = 60 \text{ }\mu\text{m}$, $P_{opt} = 1 \text{ W}$	67
Abb. 3-30 Darstellung der nullten Beugungsordnung nach variiertem zeitlichen Fortschreiten der akustischen Welle, die Schallausbreitungsrichtung ist in Bild Nr. 5 weiß markiert, Bild 5 ist mit einem größeren Bildaufnahmebereich aufgenommen	69
Abb. 3-31 Kaustik des mit dem Aufweiter verkleinerten Laserstrahls bei $P_{opt} = 180 \text{ mW}$	70
Abb. 3-32 Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung des Strahlprofils nach dem AOM.....	71
Abb. 3-33 Draufsicht auf das Strahlprofi (links) sowie 3D-Darstellung (rechts) ohne HF-Leistung (oben) bzw. bei maximaler HF-Leistung (unten), oben links: $z = 490 \text{ mm}$, unten links: $z = 330 \text{ mm}$	72
Abb. 3-34 Abgebildete Beugungsordnungen im Fernfeld in Falschfarbendarstellung, $w(z = 440 \text{ mm}) = 2 \text{ mm}$, $P_{opt} = 180 \text{ mW}$, $P_{HF} = 55 \text{ W}$	73

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2-1 Strahlcharakteristische Kenngrößen des Nd:YAG – Lasers.....	19
Tabelle 2-2 Strahlcharakteristische Kenngrößen des Faserlasers	20
Tabelle 2-3 Leistungsmerkmale der verwendeten Güteschalter	22
Tabelle 2-4 Erhaltene Strahlkenngrößen des Nd:YAG-Lasers an Luft	29
Tabelle 2-5 Berechnete Kennwerte der mittels Kepler-Teleskops erzielten Strahlradian	30
Tabelle 2-6 Berechnete Kenngrößen des kollimierten Faserlaserstrahls.....	31
Tabelle 2-7 Strahlkenngrößen des Faserlasers bei Verkleinerung mit unterschiedlichen optischen Systemen.....	32
Tabelle 3-1 Parameterfeld zur Bestimmung der Abhängigkeit der Beugungseffizienz des AOM 1 in Abhängigkeit der HF-Leistung für unterschiedliche Laserstrahlradian im AOM	35
Tabelle 3-2 Eingestellte Konstanten zur Bestimmung der Beugungseffizienz des AOM 2	38
Tabelle 3-3 Parameter zur Bestimmung der Beugungseffizienz als Funktion des Polarisationszustands.....	46
Tabelle 3-4 Parametersatz zur Bestimmung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit der optischen Leistung	54
Tabelle 3-5 Eingestellte optische Leistungen und Strahlradian zur Messung der Schaltzeit beider AOM	60
Tabelle 3-6 Vergleich der beiden Güteschalter hinsichtlich ihres Schaltverhaltens	63
Tabelle 3-7 Eingestellte Verzögerungszeiten des Delaygenerators und daraus ergebende Schalllaufwege	68

Formelzeichen

Formelzeichen	Maßeinheit	Bedeutung
n_0	—	Grundbrechzahl
\vec{E}	$\frac{V}{m}$	Elektrische Feldstärke
\vec{D}	$\frac{As}{m^2}$	Elektrische Flussdichte
ε_0	$\frac{As}{Vm}$	Elektrische Feldkonstante des Vakuums
ε_r	$\frac{Vs}{Am}$	Dielektrizitätskonstante des Materials
α	rad	Winkel zwischen \vec{E} und \vec{D} aufgrund Anisotropie
\vec{S}	$\frac{W}{m^2}$	Poynting-Vektor zur Kennzeichnung des Energieflusses
\vec{k}	$\frac{1}{m}$	Wellenzahlvektor der elektromagnetischen Welle
\vec{K}	$\frac{1}{m}$	Wellenzahlvektor der akustischen Welle
$n_{x,y,z}$	—	Richtungsabhängige Brechzahl
Λ	m	Periodenlänge der akustischen Schallwelle
λ	m	Periodenlänge der elektromagnetischen Welle
ρ	$\frac{kg}{m^3}$	Stoffdichte
α_P	$\frac{A^2 s^4}{kg}$	Polarisierbarkeit der Atome
Λ_0	—	Faktor zur Beschreibung der Änderung der Polarisierbarkeit der Atome mit der Änderung der Dichte
ΔB_{ij}	—	Änderung des Impermeabilitätstensors
p_{ij}	—	Photoelastische Komponente

S	—	Verformungstensor
v_a	$\frac{m}{s}$	Schallausbreitungsgeschwindigkeit
f_{HF}	$\frac{1}{s}$	Frequenz der Schallwelle
Δn	—	Brechzahländerung
Ω	$\frac{1}{s}$	Kreisfrequenz der Schallwelle
M_2	$\frac{s^3}{kg}$	Akustooptischer Gütefaktor
b	m	Breite der optisch-akustischen Wechselwirkungszone
h	m	Tiefe des piezoelektrischen Schallwandlers
P_{ak}	W	Akustische Leistung
α_D	$\frac{dB}{cm}$	Dämpfungsfaktor der Schallwelle im Material
γ	—	Grüneisenkonstante
κ	$\frac{W}{mK}$	Wärmeleitfähigkeit
T	K	Temperatur
$\Delta\varphi$	rad	Gesamter Phasenversatz der elektromagnetischen Welle
η	—	Beugungswirkungsgrad
τ_{Gesamt}	s	Schaltzeit
Δf_a	$\frac{1}{s}$	Frequenzbreite des piezoelektrischen Schallwandlers
t_D	s	Durchlaufzeit der akustischen Welle durch den Laserstrahl
t_F	s	Abfallzeit des Schaltsignals von 90 auf 10 %
β	m	Ausbreitungskonstante; $\beta = \omega \cdot \frac{n}{c}$
N	—	Auflösungsvermögen
θ	rad	Divergenzwinkel des Laserstrahls
$\Delta\phi$	rad	Deflektionswinkel

Q	—	Klein-Cook-Parameter
τ_{el}	s	Schaltzeit durch elektronische Komponenten
τ_{ak}	s	Schalllaufzeit
ϕ_D	rad	Divergenzwinkel der Schallwelle
ϕ	rad	Beugungswinkel
ω	$\frac{1}{s}$	Frequenz der elektromagnetischen Welle vor dem AOM
ω'	$\frac{1}{s}$	Frequenz der elektromagnetischen Welle nach dem AOM
Δ	m	Gangunterschied zwischen benachbarten Wellenzügen
ϕ_B	rad	<i>Bragg</i> -Winkel
f'	m	Bildseitige Brennweite
P_{opt}	W	Optische Ausgangsleistung
M^2	—	Beugungsmaßzahl
w_σ	m	Laserstrahlradius auf Basis des 2. Moments
$w_{0,\sigma}$	m	Tailenradius des Laserstrahls auf Basis des 2. Moments
z_0	m	Tailenposition des Laserstrahls auf der z-Achse
z_R	m	Rayleighlänge
f_{FG}	$\frac{1}{s}$	Frequenz des Funktionsgenerators
U_{FG}	V	Spannungssignal des Funktionsgenerators
U_{HF}	V	Spannungssignal des HF-Generators
U_{FD}	V	Spannungssignal der Fotodiode
f_g	$\frac{1}{s}$	Grenzfrequenz
$w(z)$	m	Strahlradius in Abhängigkeit der z-Position
w_{86}	m	Strahlradius auf Basis von 86 % Leistungseinschluss
$w_{0,86}$	m	Tailenradius auf Basis von 86 % Leistungseinschluss

w	m	Blendenradius
P	W	Gemessene optische Leistung bei Einsatz einer Blende bzw. bei eingeschalteter HF-Leistung
I_{max}	$\frac{W}{cm^2}$	Spitzenintensität
P_{max}	W	Maximale Leistung
P_{HF}	W	HF-Leistung
η_p	—	Elektrisch-mechanischer Kopplungswirkungsgrad
ψ	rad	Drehwinkel der Schwingungsebene des elektrischen Feldstärkevektors
$\Delta\eta$	—	Änderung der Beugungseffizienz
$\frac{\Delta\eta}{\eta}$	—	Relative Änderung der Beugungseffizienz bezogen auf die Gesamteffizienz
t	s	Zeit
c	$\frac{m}{s}$	Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Medium
c_0	$\frac{m}{s}$	Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Vakuum
s	m	Zurückgelegter Schallweg
Δs	m	Änderung des zurückgelegten Schallwegs
T_{Puls}	s	Periodendauer
t_{Delay}	s	Verzögerungszeit zwischen Impuls- und Delaygenerator-signal, entspricht dem zeitlichen Versatz zwischen dem Beginn der Schall- und Laseremission
s	m	Gegenstandsweite
s'	m	Bildweite
β'	—	Abbildungsmaßstab
d	m	Abstand zwischen zwei benachbarten Interferenzmaxima

Abkürzungsverzeichnis

AOM	Akustooptischer Modulator
MOPA	<i>engl. Master Oscillator Power Amplifier</i>
Q-Switch	<i>engl. Quality Switch</i> , Güteschalter
VSWR	<i>engl. Voltage Standing Wave Ratio</i> , Stehwellenverhältnis
GRIN	Gradientenindex
fs	Femtosekunde
Si	Silizium

0 Motivation und Zielstellung

Im Rahmen der wachsenden Anforderungen an die Materialbearbeitung mittels Laserquellen haben sich in den letzten Jahren vor allem die Faser- und Scheibenlaser etabliert. Mit diesen Hochleistungsfestkörperlasern ist es möglich, optische Ausgangsleistungen von mehr als 3 kW bei gleichzeitig hoher Strahlgüte und Brillanz bereit zu stellen. Damit eröffnen sich in zunehmendem Maße die Einsatzmöglichkeiten dieser Laser auch für den Bereich der Mikrobearbeitung. Die Erzeugung von Strukturen im Submikrometerbereich erfordert ebenso kurzzeitige hohe Spitzenintensitäten verbunden mit einem geringen thermischen Einfluss wie eine präzise Schnittkantensteuerung. Bis vor einigen Jahren erfolgte diese Hochleistungsbearbeitung vor allem mit gepulsten Nd:YAG-Lasersystemen. Diese ermöglichten zwar hohe Spitzenleistungen bis in den kW-Bereich, allerdings war die Pulsfolge im kHz-Bereich limitiert und wenig variabel. Faserlaser, die insbesondere nach dem MOPA-Prinzip (engl. *Master Oscillator Power Amplifier*) aufgebaut sind, gewährleisten hinsichtlich dieser Anforderung eine größere Flexibilität.

Die hohen Spitzenleistungen im Pulsbetrieb bis in den Multi-kW-Bereich stellen allerdings für Faserlaser eine hohe Belastung dar und sind deshalb kritisch. Die externe zeitliche Taktung von Laserstrahlung mittels akustooptischen Modulatoren bietet die Möglichkeit, schnell zu schalten, ohne dabei in den gepulsten Betrieb überzugehen.

Das Ziel der Masterarbeit besteht darin, hohe Leistungen von bis zu 400 W mit akustooptischen Modulatoren so schnell wie möglich zu schalten. Die Strahlschaltung erfolgt mit Güteschaltern (engl. *Quality Switch* bzw. *Q-switch*), da diese aufgrund ihres Einsatzzwecks im Resonator hohen optischen Ausgangsleistungen ausgesetzt werden können. Zum Schalten hoher Leistungen ist die HF-Leistung mit einigen 10 W deutlich höher als bei einem Modulator, bei dem geringe Treiberleistungen im mW-Bereich ausreichend sind.

Im Rahmen der Untersuchungen werden zwei akustooptische Modulatoren vom Typ *Raman-Nath/Bragg* bzw. *Bragg* hinsichtlich ihres Schaltverhaltens und der Beugungseffizienz in Bezug auf wesentliche Größen wie die HF-Leistung, die optische Ausgangsleistung sowie den Polarisationszustand der Laserstrahlung charakterisiert. Dabei werden sowohl die Laserquellen als auch die Messparameter variiert und der Einfluss der akustooptischen Wechselwirkung auf das Strahlprofil diskutiert.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Elastooptik

1.1.1 Optische Indikatrix

Zur Beschreibung der Ausbreitungs- und Schwingungsrichtung des elektrischen und magnetischen Feldstärkevektors elektromagnetischer Wellen in einem Material wird das geometrische Modell der optischen Indikatrix, die auch als Brechungsindexellipsoid bezeichnet wird, verwendet. Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf die elektrische Komponente des Feldstärkevektors, gelten jedoch analog auch für die magnetische Komponente. In isotropen Materialien sind die optischen Eigenschaften richtungsunabhängig. Für alle Propagationsrichtungen elektromagnetischer Wellen gibt es eine einheitliche Brechzahl n_0 im Material. Demnach ist auch die Indikatrix eine Kugel [Saleh2007, S. 223]. Die sich ausbreitenden Wellenfronten einer einfallenden elektromagnetischen Welle sind aufgrund gleicher Phasengeschwindigkeiten der Punkte auf der Wellenfront nach dem Huygens-Fresnel'schen Prinzip kugelförmiger Gestalt.

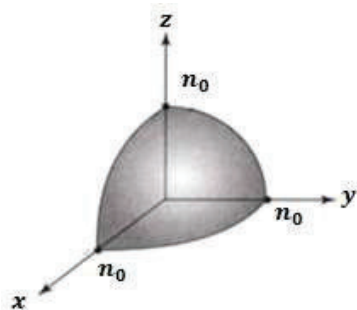


Abb. 1-1 Sonderfall eines sphärischen Brechungsindexellipsoids bei isotropen Materialien mit konstanter Brechzahl

In einem isotropen Medium verlaufen der elektrische Feldstärkevektor \vec{E} und die elektrische Flussdichte \vec{D} , die zur Beschreibung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Materie herangezogen werden, in dieselbe Richtung. \vec{D} kennzeichnet die Dichte der elektrischen Feldlinien auf eine Fläche und kann in einem isotropen Medium über folgende Beziehung beschrieben werden:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E} \quad [D] = \frac{As}{m^2} \quad (1)$$

ϵ_0 – Elektrische Feldkonstante des Vakuums ϵ_r – Dielektrizitätskonstante des Materials

In anisotropen Medien muss die Dielektrizitätskonstante des Materials als Tensor ϵ_{rij} betrachtet werden, d.h. es ergeben sich unterschiedliche Werte für ϵ_r in den drei Raumrichtungen. Dies kann dazu führen, dass die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldstärkevektors und die der dielektrischen Verschiebung nicht mehr identisch sind, sondern auseinanderlaufen. \vec{E} und \vec{D} schließen dann einen Winkel α ein, dessen Größe durch den Dielektrizitätstensor ϵ_r und damit, wie später noch gezeigt wird, durch die Brechzahlen des anisotropen Materials, bestimmt wird. Die gesamte elektrische Flussdichte \vec{D}_i setzt sich dann aus einer Linearkombination der Komponenten der elektrischen Flussdichten \vec{D}_x, \vec{D}_y und \vec{D}_z in den drei Raumrichtungen zusammen. Es gilt nach [Saleh2007, S. 216]:

$$\vec{D}_i = \epsilon_0 \cdot \sum_j \epsilon_{rij} \cdot E_j \quad (2)$$

Die Indizes $i, j = 1, 2, 3$ verdeutlichen dabei die drei Raumrichtungen x, y und z . In isotropen Medien ist die Richtung des Energietransports, die durch den Poynting-Vektor \vec{S} und die geltende Beziehung $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ vorgegeben ist, gleich der Ausbreitungsrichtung der Wellen, die durch den Wellenzahlvektor \vec{k} repräsentiert wird. Da aus den Maxwell'schen Gleichungen [Mesch2008, S. 133] hervorgeht, dass die dielektrische Verschiebung \vec{D} stetig sein muss und ϵ im anisotropen Medium Tensor-Charakter annimmt, muss sich \vec{E} verändern. Aufgrund dieser Stetigkeitsforderung von \vec{D} weichen auch die Richtung des Energietransports, durch \vec{S} gekennzeichnet, und die Wellennormale, welche durch den Wellenzahlvektor \vec{k} symbolisiert wird, voneinander ab. Die Abweichung entspricht genau dem Winkel α , der auch \vec{D} und \vec{E} trennt [Demt2009, S. 249].

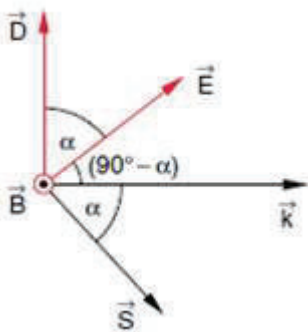


Abb. 1-2 Vektorielle Beziehung bei der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem anisotropen Medium

Unter der Maßgabe, dass das betrachtete Medium weder absorbierend noch optisch aktiv ist, ist der dielektrische Tensor reell und symmetrisch, d.h. $\epsilon_{rij} = \epsilon_{ji}$. Damit reduziert sich die Zahl der Tensorelemente von 9 auf 6 [Demt2009, S. 249]. Wenn zudem durch eine Hauptachsentransformation sichergestellt wird, dass die Koordinatenachsen außerhalb des anisotropen Materials,

anhand derer die Ausrichtung des elektrischen Feldstärkevektors definiert wurde, mit den Achsen im Material übereinstimmt, sind nur noch die folgenden drei diagonalen Tensorelemente verschieden von null.

$$\varepsilon_{r_{ij}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}$$

Unter den oben genannten Bedingungen stellen die von null verschiedenen Komponenten in der Matrix $\varepsilon_{r_{ij}}$ die Eigenwerte der Matrix dar. Für diese Eigenwerte gilt die Normierungsbedingung, die zusammen mit der Beziehung $n_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}}$ die Gleichung für die Berechnung des Brechungsindexellipsoids anisotroper Materialien ergibt [Saleh2007, S. 220], Gleichung (3).

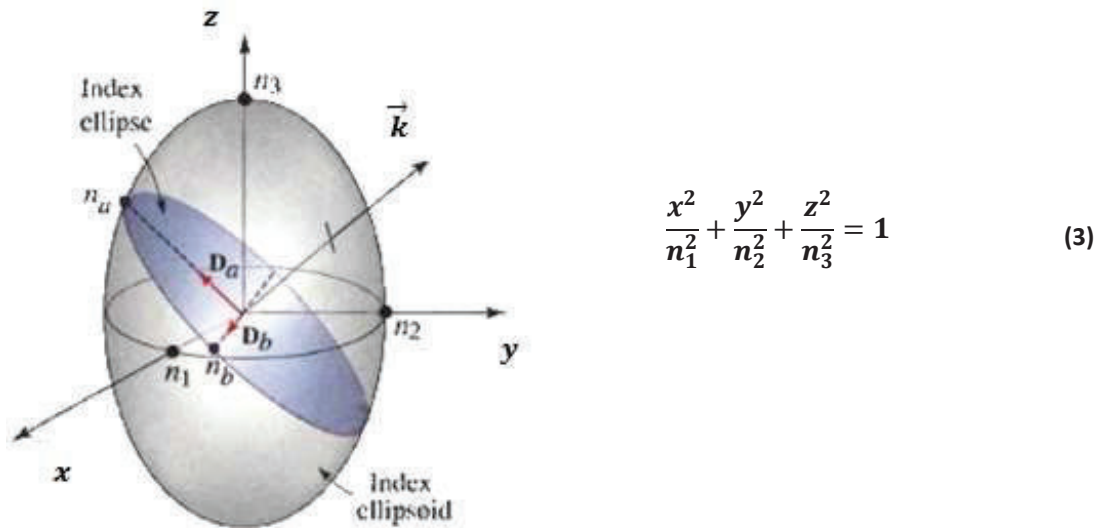


Abb. 1-3 Indexellipsoid zur geometrischen Konstruktion der Schwingungs- und Ausbreitungsrichtung elektromagnetischer Wellen in einem anisotropen Material

Die Indexellipse kennzeichnet einen Schnitt durch die Indikatrix. Bei Kenntnis der Ausbreitungsrichtung \vec{k} der Welle lassen sich die zugehörigen Komponenten D_a und D_b des Vektors der dielektrischen Verschiebung und damit des elektrischen Feldstärkevektors durch Kenntnis der Brechzahlen n_1 , n_2 und n_3 ermitteln. Sie bestimmen die Ausdehnung der Indikatrix, sowie die Richtung der jeweiligen Achsen. Die Brechzahlen n_a und n_b in Abb. 1-3 stehen senkrecht aufeinander und beschreiben die ordentliche bzw. außerordentliche Brechzahl des Materials. Sie bestimmen durch die Achsenlänge die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Material. Zur genauen Vorgehensweise bei der Berechnung der Schwingungs- und Ausbreitungsrichtung mit Hilfe der optischen Indikatrix sei auf [Born1985, S. 226] und [Saleh2007, S. 220] verwiesen.

1.1.2 Der photoelastische Effekt

Ein piezoelektrischer Schallwandler wird beim Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung definiert verformt. Infolge der piezoelektrischen Anregung durchlaufen Schallwellen das akustooptische Medium. Da die Kristallabmessungen einige Millimeter betragen und damit deutlich größer als die Periodenlänge der Schallwelle sind, die im Mikrometerbereich liegt, ist bei Anregung aus einer Richtung das Auftreten von Longitudinalwellen wahrscheinlich [Henn2008, S. 21]. Die Schwingungsbewegungen der Atomketten bei Anregung durch Longitudinal- oder auch Dichtewellen mit der Periodenlänge Λ sind nachfolgend dargestellt.

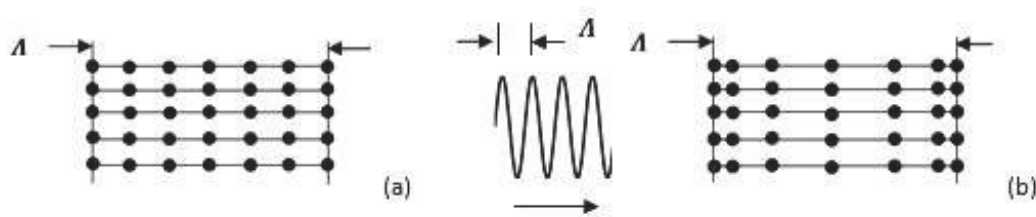


Abb. 1-4 Atomare Gitteranordnung ohne (a) bzw. bei longitudinaler Schwingungsanregung (b)

Das physikalische Grundprinzip eines AOM wird durch den photoelastischen bzw. aufgrund der Analogie zu einer mechanischen inneren Spannung akustooptischen Effekt beschrieben. Durch die Schallwelle kommt es zu einer Veränderung der atomaren Anordnung im amorphen Medium. Dadurch ändert sich lokal die Dichte und infolge dessen auch der Brechungsindex im Material. Das vorher isotrope Material wird durch eine mechanisch induzierte Anisotropie doppelbrechend.

Diese Doppelbrechung resultiert nach [Muell1938] und [Pinn1970] aus der Überlagerung zweier Effekte. Zum einen bewirkt die akustische Welle eine Veränderung der Atomabstände unmittelbar benachbarter Atome (Abb. 1-4). Dies führt zu einer lokalen Dichteschwankung durch die Vergrößerung und Verringerung benachbarter Atomabstände in Richtung der Verformung, während der Atomabstand senkrecht zur Verformung konstant bleibt. Zum anderen ändert sich auch die Atomstruktur durch die elastische Deformation der Atome. Das Ausmaß, in dem die beiden Effekte zur induzierten Doppelbrechung beitragen, hängt vor allem von der Größe der Brechzahl n_0 des Materials vor Durchlaufen der Schallwelle ab. Die Änderung der Brechzahl mit der Dichte kann anhand Gleichung (4) nachvollzogen werden [Pinn1970, S. 230], [Muell1938, S. 181].

$$\rho \cdot \frac{dn(x)}{d\rho} = \frac{(n(x)^2 - 1) \cdot (n(x)^2 + 2)}{6 \cdot n(x)} \cdot (1 - \Lambda_0) \quad (4)$$

$$\rho - \text{Dichte} \quad \Lambda_0 = -\left(\frac{\rho}{\alpha_p}\right) \cdot \left(\frac{d\alpha_p}{d\rho}\right) \quad \alpha_p - \text{Polarisierbarkeit der Atome}$$

Für die Brechzahlchwankungen durch die akustische Welle im Material wird neben der variierenden Teilchendichte auch die unterschiedliche Polarisierbarkeit der Moleküle verantwortlich gemacht [Pinn1970], [Uchi1973]. Die elastische Deformation der Atome beim Durchlaufen der Schallwelle beeinflusst nach [Muell1938, S. 31] vor allem die Elektronen der äußeren Schalen, die die optischen Eigenschaften und die Polarisierbarkeit des Atoms bestimmen, da sich durch die Verformungswelle deren relative Position zueinander sowie deren Verteilung ändert.

Durch die induzierte Anisotropie des akustooptischen Materials kommt es zu einer Verformung der optischen Indikatrix. Die Änderung kann deren Größe, Form oder Orientierung der inneren Achsen bezogen auf das Koordinatensystem der elektromagnetischen Welle außerhalb des Mediums betreffen. Die Änderung der Indikatrix wird durch die Änderung des sors ΔB_{ij} ausgedrückt [Rouv1979]. Der Impermeabilitätstensor stellt den invertierten Tensor des dielektrischen Tensors ε_{rij} dar und kann, genau wie dieser, zur vollständigen Charakterisierung der optischen Eigenschaften eines Materials herangezogen werden [Saleh2007, S. 218].

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} \cdot S_{kl} \quad (5)$$

ΔB – Änderung des Impermeabilitätstensors

p – photoelastische Komponente S – Verformungstensor

Die Komponente p_{ijkl} stellt einen Tensor 4.Ranges dar. Dessen Elemente bilden die photoelastischen Komponenten [Koech2006, S. 440]. Die Verformung beschreibt dabei die unter dem Einfluss einer Spannung hervorgerufenen Auslenkungen eines Teilchens in einem Material. In Analogie zum Hooke'schen Stoffgesetz für die Beschreibung elastischer Verformung verknüpft der photoelastische Tensor p , der eine Materialkonstante darstellt, die Komponenten der Verformung und die 6 Tensorelemente der optischen Indikatrix (ε_{rij} bzw. B_{ij}) [Smith1965, S. 283], [Iizuka, S. 394]. Je nach Polarisationszustand der elektromagnetischen Welle und der Anregungsart der akustischen Welle muss die zugehörige Komponente des photoelastischen Tensors gewählt werden. Damit unterscheiden sich die Werte für ΔB_{ij} und es ergeben sich unterschiedliche Brechzahländerungen Δn in den Raumrichtungen [Koech2006, S. 441], (Gleichung (5), (6)).

1.2 Funktionsweise eines AOM

Das Durchlaufen der Schallwelle durch den AOM ist in Abb. 1-5 dargestellt. Die Breite b und die Tiefe h des piezoelektrischen Schallwandlers bestimmen die räumliche Ausdehnung der Schallwelle. Da die Wellenlänge der Schallwelle deutlich kleiner ist als die geometrischen Abmessungen des Piezoelements, ist von ebenen Wellenfronten auszugehen [Pinn1970, S. 224]. Dabei gilt für die Schallausbreitungsgeschwindigkeit v_a analog der Beziehung für elektromagnetische Wellen die Gleichung $v_a = f_{HF} \cdot \Lambda$. Die Periodenlänge der erzeugten Dichteschwankungen entspricht der Wellenlänge Λ und f_{HF} ist die Frequenz der Schallwelle. Der Pfeil zeigt die Ausbreitung der Welle in x -Richtung an.

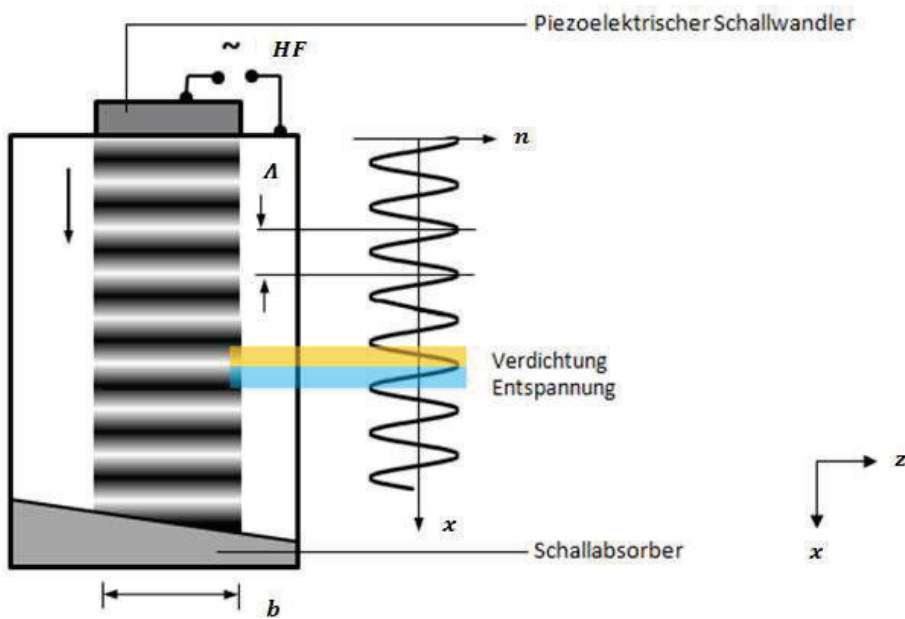


Abb. 1-5 Schallausbreitung und periodische Brechungsindexmodulation in einem AOM.

Da eine Verformung der Indikatrix zu einer Änderung des Brechungsindex führt, d.h. $\Delta B_{ij} \approx \Delta n$, lässt sich (5) auch folgendermaßen ausdrücken [Uchi1973], [Iizuka1987]:

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} \cdot p_{ij} \cdot S \quad (6)$$

n_0 – Grundbrechzahl

Δn – Brechzahländerung

Die Brechzahl n_0 ist die Brechzahl des isotropen Materials vor dem Durchlaufen der Schallwelle. Da nach [Pinn1970, S. 227] die photoelastischen Komponenten p_{11} und p_{12} , die die longitudinalen Wellen an den Brechungsindex koppeln, wesentlich größer als diejenigen p_{44} für Scherwellen

sind, wird der Einfluss von Scherwellen vernachlässigt. Der Grund dafür ist folgende Argumentation. Der Wert der Komponenten des photoelastischen Tensors wird bei Longitudinalwellen durch die Polarisierbarkeit der Atome und die Erhöhung der Brechzahl durch eine Verdichtung bestimmt [Pinn1970, S. 231]. Dort führt die zeitabhängige mechanische Spannung zu einer relativen Verformung in x -Richtung. Es gilt $S(x, t) = \frac{dx(t)}{x}$. Scherwellen führen zu einer Verformung in zwei Richtungen und werden durch Querkraftanregung hervorgerufen [Henn2006, S. 22]. Sie bewirken lediglich eine Gitterverzerrung durch das Abgleiten der Atomebenen zueinander, jedoch keine Dichteveränderung an sich. Aus diesem Grund sind diese photoelastischen Komponenten kleiner. Abb. 1-6 zeigt das Abgleiten der Atomebenen gegeneinander [Saleh2007, S. 849], wobei links Longitudinal- und rechts Scherwellen dargestellt sind. Die Variable u kennzeichnet den Verschiebungsvektor.

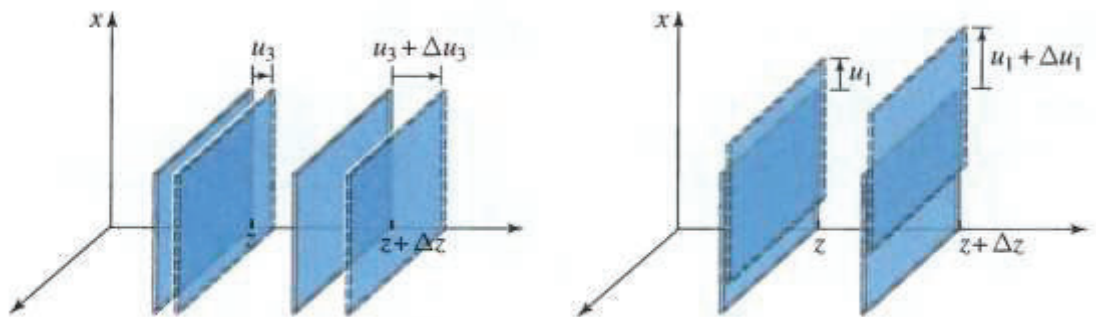


Abb. 1-6 Bewegungen der Atomebenen durch Longitudinalwellen und Scherwellen

In Abb. 1-6 kennzeichnet z die Schallausbreitungsrichtung. In den folgenden Betrachtungen werden x die Schall- und z die optische Ausbreitungsrichtung andeuten. Die Verformung $\frac{dx(t)}{x}$ kann über eine periodische trigonometrische Funktion ausgedrückt werden [Saleh2007, S. 829]. Sie erzeugt einen Brechzahlgradienten, der über (6) beschreibbar ist, wobei das negative Vorzeichen eine Reduzierung des Brechungsindex bei Erhöhung der Atomabstände andeutet. Die Bereiche atomarer Verdichtung führen hingegen zu einem hohen Brechungsindex. Als Folge der periodischen Brechzahlschwankung ergibt sich für den Verlauf von n im Medium

$$n(x, t) = n_0 + \Delta n \cdot \sin(\Omega \cdot t - \vec{K} \cdot \vec{x}) \quad (7)$$

$$\Omega - \text{Kreisfrequenz}, \Omega = 2\pi \cdot f_{HF} \quad \vec{K} - \text{Wellenzahlvektor}, |\vec{K}| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

mit der Amplitude Δn proportional zur Amplitude der Schallwelle [Uchi1973, S. 1074], [Saleh2007, S. 807]. Die periodische Brechzahlvariation erzeugt ein Beugungsgitter, mit dem eine einfallende elektromagnetische Welle in Wechselwirkung tritt. Dabei können unterschiedliche Betriebsregimes genutzt werden, die in Abschnitt 1.2.2 diskutiert werden.

1.2.1 Akustooptische Kenngrößen

1.2.1.1 Gütefaktor M_2 und intrinsische Dämpfung

Für akustooptische Anwendungen können grundsätzlich Flüssigkeiten aber auch Festkörper wie Kristalle und Gläser genutzt werden. Um ein Material hinsichtlich seiner Eignung für den Einsatz als akustooptisches Medium zu charakterisieren, sind vor allem zwei Kennwerte relevant. Der akustooptische Gütefaktor M_2 ist eine von den Materialkonstanten abhängige Größe und berechnet sich wie folgt:

$$M_2 = \frac{n_0^6 \cdot p_{ij}^2}{\rho \cdot v_a^3} \quad (8)$$

Er sagt aus, wie stark die Brechungsindexschwankungen infolge des photoelastischen Effekts sind und wie groß demnach die Beugungseffizienz des Bauteils ist [Uchi1973], Gleichung (11). Es gilt

$$\Delta n = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot M_2 \cdot \frac{P_{ak}}{b \cdot h}} \quad (9)$$

P_{ak} – Akustische Leistung Breite b · Tiefe h – Querschnittsfläche der Schallwellenfront

Die akustische Leistung ist die tatsächliche Leistung, die die Brechzahlvariation im AOM bewirkt. Sie kann nicht gezielt eingestellt werden und unterscheidet sich von der eingestellten HF-Leistung durch einen elektrisch-mechanischen Kopplungsfaktor η_p (Kapitel 1.2.1.2). Obwohl Gleichung (8) impliziert, dass Materialien mit hoher Brechzahl besonders geeignete akustooptische Materialien darstellen, muss beachtet werden, dass die Brechzahl von der Energiebandlücke des Materials bestimmt wird. Der Wellenlängenbereich, für den optische Transparenz gefordert wird, bestimmt demnach das akustooptische Material und damit die Brechzahl [Wemp1969].

Neben dem akustooptischen Gütefaktor M_2 zur Abschätzung der Beugungseffizienz des Bauteils bestimmt auch ein intrinsischer Dämpfungsfaktor die Eignung des akustooptischen Mediums. [Uchi1973, S. 1079] verweist darauf, dass eine geringe Schallgeschwindigkeit zwar den Gütefaktor des akustooptischen Materials erhöht, gleichzeitig aber auch den Dämpfungsfaktor α_D . Es gilt nach [Uchi1973, S. 1079] und [Spen1967, S. 2090]:

$$\alpha_D \sim \frac{\gamma^2 \cdot \Omega^2 \cdot \kappa \cdot T}{\rho \cdot v_a^5} \quad [\alpha_D] = \frac{dB}{cm} \quad (10)$$

γ – Grüneisenkonstante

κ – Wärmeleitfähigkeit

T – Temperatur

Diese Dämpfung ist laut [Spen1967, S. 2092] und [Pinn1970, S. 232] u.a. auf die Streuverluste der akustischen Welle am amorphen Gefüge und an Störstellen im Material zurückzuführen. Dies führt zur Erzeugung von Gitterschwingungen. Aus diesem Grund sind Materialien mit niedriger Wärmeleitfähigkeit als akustooptische Medien besonders attraktiv.

Je nach Anwendungsfall des akustooptischen Modulators muss demnach ein Kompromiss zwischen hoher Beugungseffizienz, die maßgeblich durch den M_2 -Wert eines Materials bestimmt wird, und akustischer Dämpfung gefunden werden. Obwohl Flüssigkeiten mitunter einen hohen Gütefaktor M_2 besitzen, ist die Dämpfung der akustischen Schallwelle sehr hoch. Gleichung (10) zeigt, dass die Verluste quadratisch mit der Frequenz ansteigen. Aus diesem Grund werden für hohe Modulationsfrequenzen ab 50 MHz Kristalle und Gläser bevorzugt eingesetzt [Pinn1970, S. 225].

1.2.1.2 Akustische Leistung

Die akustische Leistung einer Ultraschallwelle wird durch die geometrischen Abmessungen des akustischen Strahls, dessen Ausbreitungsgeschwindigkeit und Energiedichte bestimmt, deren Größe wiederum durch den Verformungstensor S infolge mechanischer Spannungen vorgegeben wird. Der Dämpfungsfaktor wirkt sich unmittelbar auf den Erhalt der akustischen Leistung im Material aus. Die Leistung fällt nach [Pinn1970, S. 224] aufgrund der Dämpfung exponentiell vom Abstand x ihrer Erzeugung im Schallwandler ab. Die akustische Leistung entspricht nicht exakt der HF-Leistung, mit der der Schallwandler vom HF-Generator des AOM angesteuert wird, da die elektromechanische Umwandlung nicht verlustfrei abläuft. Sie bestimmt jedoch den maximalen Phasenversatz $\Delta\varphi$, den die elektromagnetische Welle durch die Wechselwirkung erfährt. Jeder Punkt auf der elektromagnetischen Phasenfront erfährt eine andere Phasenverschiebung $\Delta\varphi$. Der Phasenversatz zweier betrachteter Punkte auf einer Phasenfront der elektromagnetischen Welle, die auf Bereiche hoher und niedriger Brechzahl im akustooptischen Medium treffen, muss für eine maximale Phasendifferenz ein ungeradzahliges Vielfaches von π sein. Die räumliche Ausdehnung des akustischen Strahls wird durch die geometrischen Abmessungen des piezoelektrischen Wandlers bestimmt.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{b}{h} \cdot P_{ak} \cdot M_2} \quad \begin{array}{l} \Delta\varphi - \text{maximaler Phasenversatz des optischen Strahls} \\ \frac{b}{h} - \text{Aspektverhältnis des akustischen Strahls} \end{array} \quad (11)$$

Nach Gleichung (9) bestimmt die akustische Leistung durch deren Amplitude die Brechzahländerung im akustooptischen Medium. Die Amplitude der Schallwelle beeinflusst wiederum die Phasenverschiebung des elektromagnetischen Feldes, das mit der Schallwelle im Bereich der geometrischen Abmessung des Glases wechselwirkt. Gleichung (11) gilt einschränkend nur für das Betriebsregime nach *Raman* und *Nath*, bei dem die elektromagnetischen Wellenfronten senkrecht auf die akustischen Wellenfronten treffen. Für die *Bragg*-Konfiguration, auf die in Kapitel 1.2.2.2 näher eingegangen wird, liegt kein senkrechter Einfall der Phasenfronten der elektromagnetischen Strahlung vor.

[Dixon1967, S. 5152] gibt als notwendige Voraussetzung, damit sowohl die Bandbreite als auch die Beugungsintensität des AOM optimal ausgenutzt werden, an, dass die geometrischen Abmessungen des akustischen Feldes so beschaffen sein sollen, dass dieses den gesamten optischen Strahl erfasst. Die akustische Leistung bestimmt nach Gleichung (11) die Effizienz der Beugung der elektromagnetischen Welle.

1.2.1.3 Beugungseffizienz

Die Beugungseffizienz η eines AOM beschreibt, wie hoch der Anteil der gebeugten Leistung P im Vergleich zur Ausgangsleistung P_{opt} der elektromagnetischen Welle vor der Wechselwirkung ist. Bei einer *Bragg*-Anordnung entsteht bei Einstrahlung unter dem *Bragg*-Winkel nur eine einzige Beugungsordnung. Hier beschreibt die Beugungseffizienz den Anteil elektromagnetischer Strahlung, der aus der sogenannten nullten Beugungsordnung, in der die Laserstrahlung keine Richtungsablenkung erfährt, in die genutzte erste Beugungsordnung abgelenkt wird. Bei einer *Raman-Nath*-Konfiguration wird die nullte Beugungsordnung genutzt. Da das Ziel darin besteht, einen möglichst hohen Anteil aus der nullten in die höheren Beugungsordnungen zu verteilen, kann der Beugungswirkungsgrad η als Maß für die Modulationstiefe herangezogen werden. Sie gibt an, wie sich die Leistungsverteilung in einer Beugungsordnung bezogen auf die nullte Ordnung verändert. Die Beugungseffizienz hängt also vom Phasenversatz und damit nach (11) von der akustischen Leistung sowie den Materialeigenschaften und geometrischen Abmessungen des akustischen Strahls ab [Huns2007, S. 204 f.]. Diese Gleichung (12) gilt streng genommen für das

Bragg-Regime. Für den speziellen Einsatzfall eines *Raman-Nath* Modulators gilt statt (12) eine leicht modifizierte Gleichung [Huns2007, S. 203 f.].

$$\eta = \frac{P_{opt} - P}{P_{opt}} = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (12)$$

1.2.1.4 Schaltzeit

Je nachdem, welchen Anwendungszweck der AOM besitzt, sind für die Schaltzeit als akustooptische Kenngröße unterschiedliche Parameter relevant.

Die Schaltzeit τ_{Gesamt} eines akustooptischen Modulators wird durch drei limitierende Größen bestimmt. Es gilt folgende Beziehung [Huns2008, S. 210]:

$$\tau_{Gesamt} = \frac{\lambda \cdot b}{2 \cdot v_a \cdot \Lambda} + \frac{1}{\Delta f_a} + t_D \quad t_D = \frac{w}{v_a} \quad (13)$$

Die Variable b gibt die Breite des Schallfeldes an, durch das die elektromagnetische Welle propagiert. Sie bestimmt zusammen mit der Schallgeschwindigkeit der akustischen Welle im Medium, wie schnell die Wechselwirkung erfolgt. Die Einschwingzeit des Piezoelements wird durch die Frequenzbreite Δf_a zum Ausdruck gebracht, während t_D die Durchlaufzeit der akustischen Welle durch den Durchmesser w des optischen Strahls kennzeichnet. Um mit einem AOM möglichst schnell zu schalten, sollte t_D sehr gering werden während die Schallgeschwindigkeit hoch sein sollte. Die Abfallzeit $t_F = \beta \cdot \frac{w}{v_a}$ ist proportional zur Durchlaufzeit der Schallwelle und beschreibt die Zeit, in der das optische Signal von 90 auf 10 % des Maximalwertes abgesunken ist. Die Konstante β ist die Ausbreitungskonstante im Medium und wird durch die räumlichen Strahleigenschaften des Laserstrahls bestimmt. Die Schaltzeit setzt sich neben der optischen Schaltzeit auch aus der elektronischen Anstiegszeit zusammen, die durch die externe Beschaltung der Treiber bestimmt wird. Deren Beitrag kann jedoch, wie in Abschnitt 2.3.2 am konkreten Beispiel des verwendeten AOM gezeigt wird, in Bezug auf die optische Schaltzeit, die durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Medium bestimmt wird, vernachlässigt werden.

Da w die einzig variable Größe in (13) darstellt, kann die Durchlaufzeit z.B. durch ein Fokussieren des optischen Strahls in den AOM verringert werden. Je nach Einsatzzweck des AOM muss dabei der Kompromiss zwischen schneller Schaltung, d.h. kleinen Strahldurchmessern und hohem Auflösungsvermögen beachtet werden. Am Beispiel eines akustooptischen Deflektors, der einen La-

serstrahl durch Variation der HF-Frequenz in einem bestimmten Winkelbereich ablenkt, soll dieser Kompromiss veranschaulicht werden (Abb. 1-7).

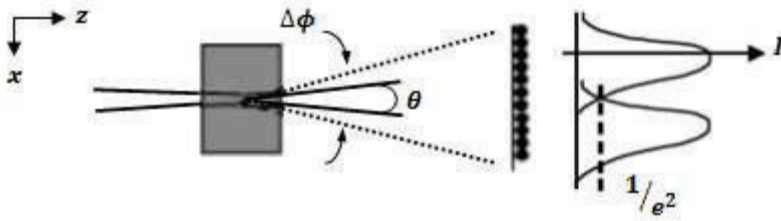


Abb. 1-7 Einsatz eines AOM als akustooptischer Deflektor

Für ein solches Bauteil gilt nach [Huns2007, S. 208]:

$$N = \Delta f_0 \cdot t_D = \frac{2 \cdot \Lambda \cdot w}{\lambda \cdot b} = \frac{\Delta \phi}{\theta} \quad (14)$$

Der Divergenzwinkel des Laserstrahls bestimmt den Durchmesser des gebeugten Strahls. Durch die Konstanz des Strahlparameterprodukts wird mit größerem Strahldurchmesser der Divergenzwinkel θ umso kleiner. Dies würde zu einer Erhöhung der Auflösung N führen. Bei größeren Strahldurchmessern benötigt die akustische Welle hingegen eine größere Zeit t_D zum Durchlaufen des Laserstrahls. Ein hoher Ablenkwinkel $\Delta \phi$ und große Strahldurchmesser sind erforderlich, um ein hohes Auflösungsvermögen zu erzielen (Gleichung (14)). Dies verhindert jedoch gleichzeitig den Einsatz von Deflektoren als schnelle Strahlschalter oder HF-Anwendungen, da die vergleichsweise großen erforderlichen Laserstrahldurchmesser als limitierende Größe auf die Schaltzeit des AOM wirken.

1.2.2 Betriebsregimes

Die akustooptische Modulation von elektromagnetischer Strahlung erfolgt entweder in einer *Raman-Nath* oder *Bragg*-Anordnung. Diesen Regimes liegen unterschiedliche physikalische Wechselwirkungsmechanismen zugrunde, die nachfolgend kurz erläutert werden. Um die Wechselwirkung von Schall und elektromagnetischer Strahlung einer Betriebsart zuzuordnen, wird der *Klein-Cook*-Parameter Q eingeführt.

$$Q = \frac{2\pi \cdot \lambda \cdot b}{n \cdot \Lambda^2} \quad (15)$$

1.2.2.1 Raman-Nath-Anordnung

Ein AOM wird in *Raman-Nath*-Anordnung betrieben, wenn gilt, dass $Q \ll 1$. Dies ist erfüllt wenn die Breite b des Schallfeldes klein ist. Die Periodenlänge Λ geht quadratisch in den *Klein-Cook*-Parameter ein. Die Ultraschallwellen können daher als dünnes optisches Gitter betrachtet werden [Klein1967, S. 126], [Saleh2007, S. 818]. Für den Divergenzwinkel der akustischen Welle gilt $\phi_D = \frac{\Lambda}{b}$ (Vergleich Abb. 1-10 links). Die Propagation der elektromagnetischen Welle mit einer charakteristischen Wellenlänge λ und Frequenz ω ist in Abb. 1-8 rot dargestellt. Vereinfachend wird für die Darstellung angenommen, dass die Propagation in nur einem Medium erfolgt, so dass keine Brechung der optischen Strahlen beim Austritt aus dem AOM stattfindet.

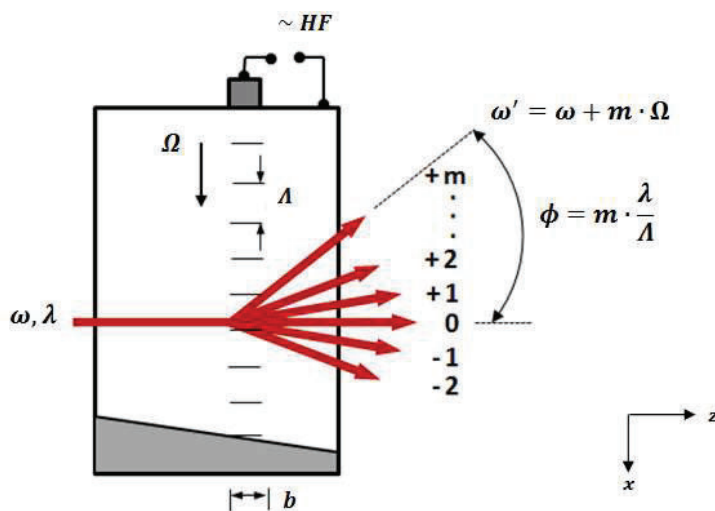


Abb. 1-8 Strahlverlauf und entstehende Beugungsordnungen bei *Raman-Nath*-Anordnung

$$b \ll \frac{\Lambda^2}{\lambda} \quad (16)$$

Zur verbesserten Darstellung des erzeugten Phasenversatzes im *Raman-Nath*-Regime dient die nachfolgende Skizze in Anlehnung an [Adler1967, S. 44]. Bei Anordnung nach *Raman und Nath* treffen die ebenen elektromagnetischen Wellenfronten der Wellenlänge λ senkrecht auf die Ausbreitungsrichtung des akustischen Schallfelds, das in x -Richtung propagiert. Das Schallfeld entspricht einer periodischen Variation des Brechungsindex n und ist über (7) beschreibbar. Für jeden Punkt innerhalb einer akustischen Periodenlänge herrscht ein anderer Phasenzustand und demnach eine andere Brechzahl. Alle Punkte auf einer einfallenden ebenen elektromagnetischen Wellenfront schwingen vor der Wechselwirkung in Phase. Diese Punkte auf der elektromagnetischen Wellenfront werden, je nachdem auf welchen Phasenzustand der Schallwelle sie treffen, unterschiedlich stark in ihrer Phase moduliert, da der optische Strahldurchmesser in der Regel größer als die akustische Periodenlänge Λ ist. Die periodische Brechzahlvariation verzögert Teile einer Wellenfront der elektromagnetischen Welle bei großem n , während sich in Bereichen der Entspannung die elektromagnetischen Phasenfronten mit größerer Geschwindigkeit bewegen. Das Ausmaß des Phasenversatzes kann über (11) ausgerechnet werden. Der entstehende Gangun-

terschied Δ zwischen den einzelnen Punkten auf einer elektromagnetischen Phasenfront ist genau dann gleich λ , wenn die Punkte im Abstand einer akustischen Periodenlänge Λ entfernt liegen. Somit entstehen neben der nicht modulierten nullten Beugungsordnung, die in Abb. 1-9 gestrichelt dargestellt ist, höhere Ordnungen, die sich symmetrisch zur nullten Ordnung unter dem Winkel $\phi = \frac{\lambda}{\Lambda}$ ausbreiten.

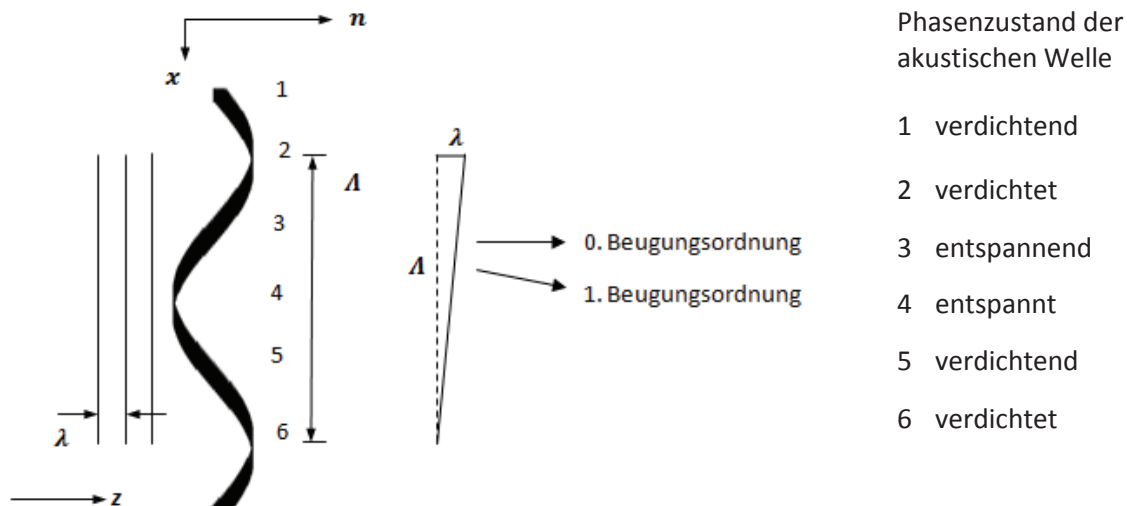


Abb. 1-9 Ausbildung des Phasenversatzes der elektromagnetischen Wellen bei Raman-Nath

Höhere Ordnungen kommen dadurch zustande, dass jeder Punkt der gebeugten Welle nach dem Huygens-Fresnel'schen Prinzip Ausgangspunkt einer kugelförmigen Elementarwelle ist, welche miteinander interferieren. Neue Ausbreitungsrichtungen werden unter einem Winkel $\phi = \frac{\lambda}{\Lambda}$ generiert, je nachdem, mit welchem akustischen Wellenzahlvektor \vec{K} die Wechselwirkung erfolgte. Durch sie entsteht ein charakteristisches Beugungsbild im Fernfeld, das über eine Besselfunktion beschrieben werden kann (Abb. 1-11), (Abb. 3-2), [Korp1981, S. 49]. Abb. 1-8 deutet an, dass die Frequenz der gebeugten Strahlung in der m -ten Ordnung um genau diese ganze Zahl m und den Betrag der Schallfrequenz verschoben ist. Nächste höhere Beugungsordnungen treten unter dem Winkel ϕ symmetrisch als $\pm m$. Ordnung auf. Bei kleinen Frequenzen Ω der Schallwelle ist auch der Beugungswinkel ϕ klein und deshalb folgt $\sin \phi \sim \phi$ [Klein1967], [Saleh2007].

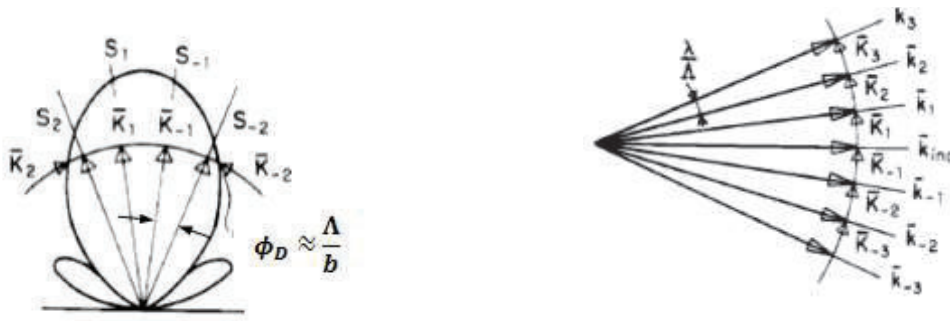


Abb. 1-10 Ausbreitungsvektoren K und Amplituden S der Schallwelle bei kleinem b (links), gebeugte Ordnungen der elektromagnetischen Welle (rechts)

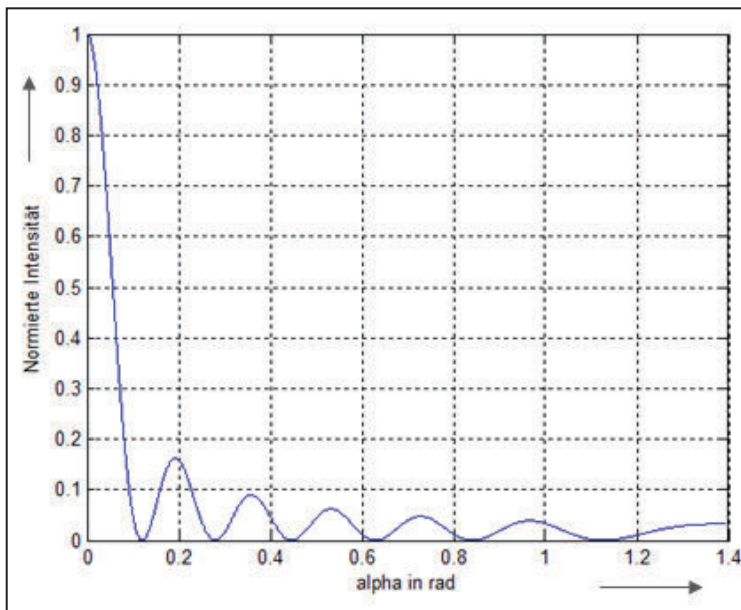


Abb. 1-11 Beugungsbild einer Besselfunktion nullter Ordnung bei *Raman-Nath*-Anordnung

1.2.2.2 Bragg-Anordnung

Für die *Bragg*-Anordnung gilt $Q \gg 1$ und der akustooptische Wechselwirkungsbereich $b \gg \frac{\Lambda^2}{\lambda}$. Zusätzlich bewirkt die höhere Schallfrequenz eine kürzere Periodenlänge des akustischen Gitters. Dies führt daher weniger zu einer Phasenmodulation, sondern eher zur Reflexion der elektromagnetischen Wellen am akustischen Gitter, das wie die Netzebenen eines kristallinen Festkörpers angesehen werden kann (Abb. 1-12). Unabhängig von der Breite b des Wechselwirkungsbereichs bleiben die reflektierten Wellenfronten in Phase zur einfallenden elektromagnetischen Welle und es herrscht konstruktive Interferenz der Elementarwellen für eine 1. Beugungsordnung, wenn die Einstrahlung der elektromagnetischen Welle exakt unter dem Winkel ϕ_B erfolgt (17). Dieses Kriterium kennzeichnet die *Bragg*-Bedingung. Die Komponente \vec{k} kennzeichnet die Einfallsrichtung bzw. \vec{k}' die Reflexionsrichtung der elektromagnetischen Welle. Der Gangunterschied zwischen den reflektierten Teilstrahlen 1 und 2 beträgt 2Δ .

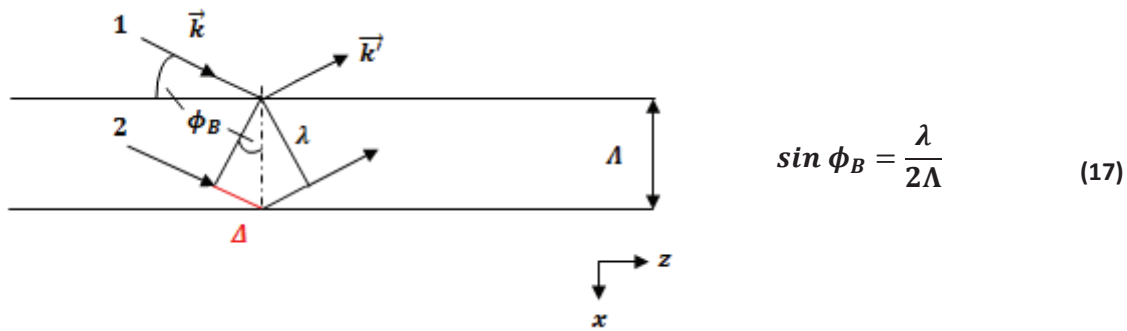


Abb. 1-12 Reflexion der elektromagnetischen Welle am akustischen Gitter bei *Bragg*-Anordnung

Die Divergenz des akustischen Strahls ist aufgrund eines größeren Durchmessers deutlich geringer als im *Raman-Nath*-Regime. Als Resultat der Phonon-Photon-Wechselwirkung nehmen die Photonen den Impuls der Gitterschwingungsquanten auf, was zu einer Richtungsänderung führt, die dem doppelten *Bragg*-Winkel entspricht. Außerdem muss der Energieerhaltungssatz erfüllt sein, d.h. die Photonen der elektromagnetischen Welle der Kreisfrequenz ω nehmen Energie der Phononen auf, die zu einer Frequenzverschiebung um Ω führt.

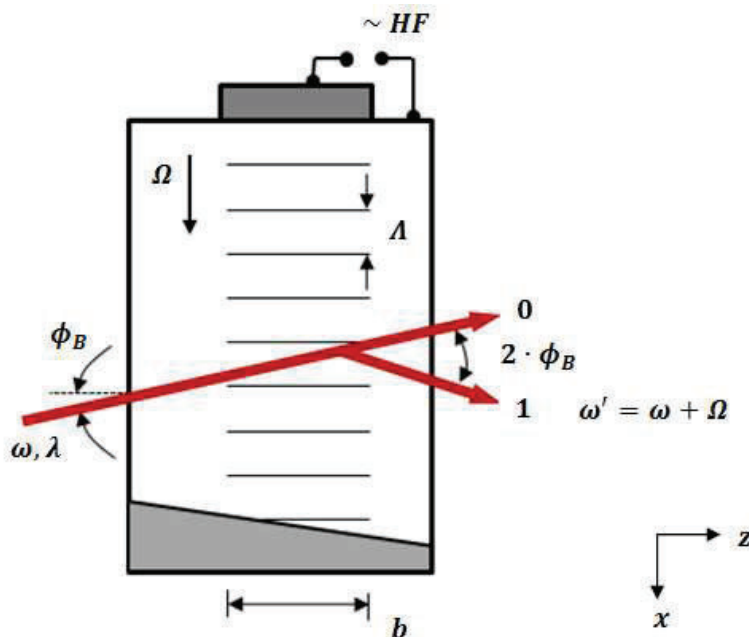


Abb. 1-13 Strahlverlauf (rot) und entstehende Beugungsordnung bei Anordnung nach *Bragg*

$$b \gg \frac{\Lambda^2}{\lambda} \quad (18)$$

2 Experimentelle Untersuchungen

2.1 Charakterisierung der räumlichen Strahleigenschaften der Laserquellen

Die Charakterisierung der AOM erfolgte zunächst mit einem linear polarisierten Nd:YAG – Laser mit einer Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ bei einer optischen Ausgangsleistungen bis maximal 16 W. Die räumlichen Strahleigenschaften wurden mittels eines Strahlanalysegeräts der Firma Primes analysiert. Die Berechnung der Kenngrößen erfolgte nach der Methode des zweiten Moments, die in [DIN11146-1] ausführlich erklärt ist. Zur Fokussierung des Laserstrahls diente eine f-Theta-Optik mit einer Brennweite $f' = 100 \text{ mm}$. Der bestimmte Strahlradius in den einzelnen Ebenen und die Intensitätsverteilung im Fokus sind in Abb. 2-1 dargestellt.

Tabelle 2-1 Strahlcharakteristische Kenngrößen des Nd:YAG – Lasers

P_{opt} in W	1	8	16
Kenngröße			
Beugungsmaßzahl M^2	1,49	1,50	1,48
Rohstrahlradius w_σ in mm	1,8	2,4	2,9
Rayleighlänge z_R in mm	1,49	0,66	0,60
Tailenradius $w_{0,\sigma}$ in μm	27,3	21,8	17,4

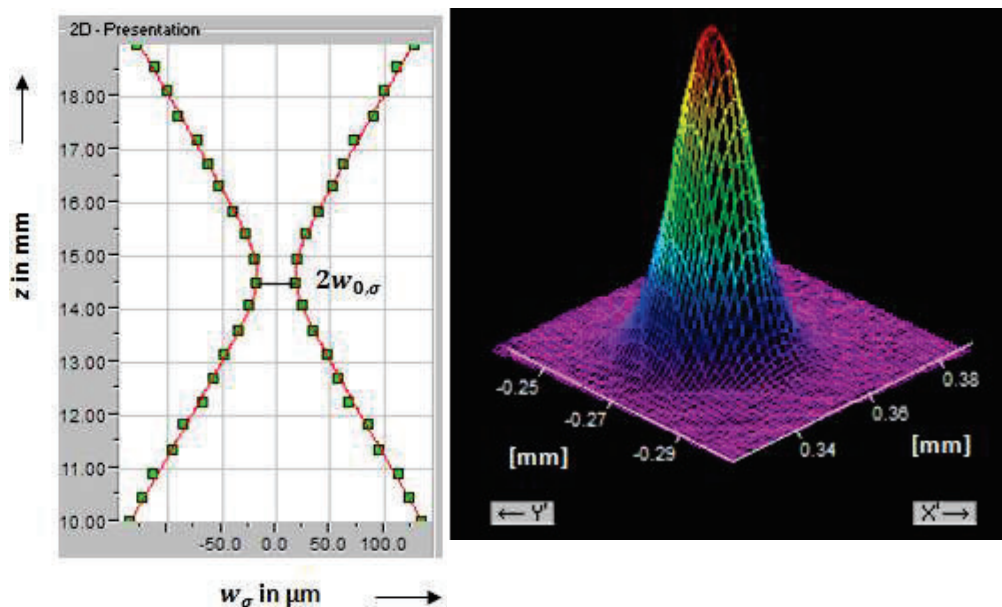


Abb. 2-1 Kaustik des Nd:YAG-Laserstrahls und Strahlprofil im Fokus bei $P_{opt} = 16 \text{ W}$

Da auch Messungen zur schnellen Strahlschaltung hoher optischer Ausgangsleistungen durchzuführen waren, wurde ein Faserlasermodul mit 400 W Leistung und einer Wellenlänge von $\lambda = 1070 \text{ nm}$ eingesetzt. Die räumlichen Strahleigenschaften dieses linear polarisierten Lasers wurden ebenfalls mittels des Primes – High Power-MSM-i® bestimmt. Als Fokussierungsoptik wurde eine f-Theta-Optik der Firma Jenoptik mit einer Brennweite $f' = 167 \text{ mm}$ eingesetzt.

Tabelle 2-2 Strahlcharakteristische Kenngrößen des Faserlasers

P_{opt} in W	40	200	400
Kenngröße			
Beugungsmaßzahl M^2	1,02	1,03	1,04
Rohstrahlradius w_σ in mm	4,1	3,8	4,0
Rayleighlänge z_R in mm	0,5	0,6	0,6
Tailenradius $w_{0,\sigma}$ in μm	13,5	14,6	14,6

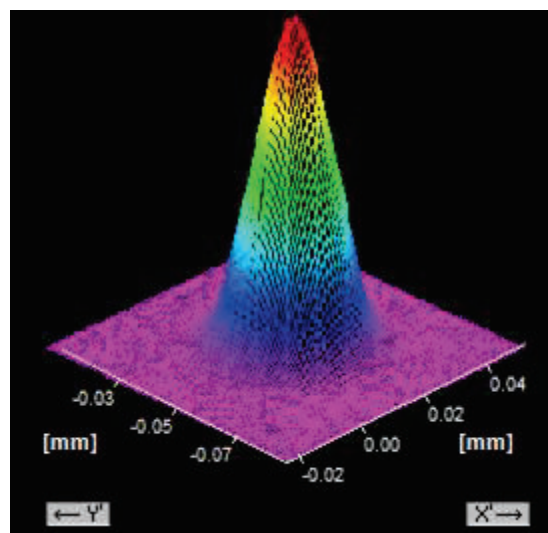
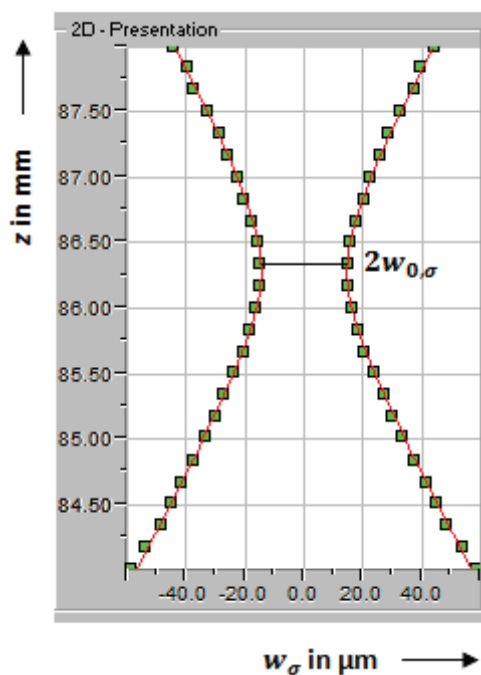


Abb. 2-2 Kaustik des Faserlaserstrahls und Strahlprofil im Fokus bei $P_{opt} = 400 \text{ W}$

2.2 Charakterisierung der verwendeten AOM

Zur Charakterisierung der Beugungseffizienz des AOM wurde in Abhängigkeit des Strahldurchmessers, des Polarisationsgrades und der optischen Leistung die HF-Leistung variiert und die optische Leistung in der nullten Ordnung gemessen. Um die Effizienz messen zu können, war es erforderlich, die Blende an der Stelle z der Strahlachse zu positionieren, an der die Beugungsordnungen voneinander getrennt sind. Diese Position kennzeichnet den Übergang in das Fernfeld, in dem die

Intensitätsverteilung nach dem AOM, der dem *Raman-Nath*-Regime zuzuordnen war, durch die charakteristische Besselfunktion beschrieben werden kann.

Bei der Charakterisierung des linear polarisierten Nd:YAG-Lasers zeigte sich, dass die Polarisationsrichtung in Abhängigkeit der optischen Leistung schwankte. Für die Bestimmung des Schaltverhaltens des Nd:YAG-Lasers wurde deshalb der AOM QS27-5D-B eingesetzt, dessen Bauweise für unpolarisierte Laserstrahlung optimiert war. Im Gehäuse sind zwei piezoelektrische Schallwandler angeordnet, die mit einer HF-Summentreiberleistung von 50 W angesteuert wurden. Die hintereinander angeordnete Bauweise der zwei Modulatoren gewährleistet optimale Beugung der elektromagnetischen Welle unabhängig von der Schwingungsrichtung der elektrischen Feldstärkevektoren (Abb 3-11). Die Spezifikationen sind im Anhang aufgelistet. In den nachfolgenden Erläuterungen wird dieser AOM mit zwei senkrecht hintereinander angeordneten Schallwandlern als AOM 1 bezeichnet.

Für die Untersuchung des Schaltverhaltens des 400 W Faserlasers kam der AOM QS41-5C-B zum Einsatz, welcher nachfolgend als AOM 2 benannt wird. Dieser AOM verfügte über lediglich einen Schallwandler. Die Zielstellung war ebenfalls, die Beugungseffizienz zu optimieren sowie die Schaltzeit zu minimieren. Der Schwerpunkt lag jedoch auf dem Schalten hoher optischer Ausgangsleistungen von bis zu 400 W. Für die Experimente standen zwei baugleiche Güteschalter des Typs AOM 2 zur Verfügung, die zunächst einzeln hinsichtlich ihres Wirkungsgrads untersucht werden sollten. Um die Beugungseffizienz weiter zu steigern, wurden im weiteren Verlauf beide AOM in den optischen Aufbau integriert. Die Treiberleistung betrug insgesamt 60 W.

In Tabelle 2-3 sind relevante akustooptische Parameter der beiden Güteschalter zusammenfassend aufgelistet [Dixon1967, S. 5151], [Koech2006, S. 520], Datenblätter [QS27-5D-B], [QS41-5C-B].

Tabelle 2-3 Leistungsmerkmale der verwendeten Güteschalter

Modell	QS27-5D-B	QS41-5C-B
Nachfolgende Bezeichnung	AOM 1	AOM 2
Akustooptisches Medium	Quarzglas (SiO_2)	
Brechungsindex $n(\lambda = 1064 \text{ nm bzw. } 1070 \text{ nm})$	1,45	
Ausbreitungsgeschwindigkeit v_a longitudinaler Schallwellen im Medium in m/s	5950	
Periodenlänge Λ der Schallwelle in μm	221	146
Photoelastische Komponente	p_{11} p_{12}	0,121 0,270
Akustooptischer Gütefaktor M_2 in $\frac{\text{s}^3}{\text{g}}$	p_{11} p_{12}	$2,9 \times 10^{-19}$ $1,5 \times 10^{-18}$
Klein-Cook-Parameter Q nach (15)	4,4	10
Betriebsregime	<i>Raman-Nath/Bragg</i>	<i>Bragg</i>
Beugungswinkel ϕ der 1. Ordnung in mrad	4,5	7,3
HF-Frequenz in MHz	27,12	40,68
Aperturdurchmesser in mm	5	
Breite b des Schallwandlers in mm	46	

Die photoelastischen Komponenten p_{11} und p_{12} beziehen sich auf Longitudinalwellen. Ergänzend gibt es noch eine Tensorkomponente für Scherwellen. Ihr Wert beträgt für Quarzglas $p_{44} = -0,075$ [Dixon1967, S. 5150]. Bei paralleler Polarisierung der elektromagnetischen Welle bezogen auf die Ausbreitungsrichtung der akustischen Schallwellenfront ist die Komponente p_{11} und bei senkrechter Polarisierung die Komponente p_{12} zu verwenden. Sie sind ein Maß für die Brechzahländerung im akustooptischen Medium infolge der periodischen Verformung (6). Die nach Gleichung (9) berechnete Brechzahländerung liegt bei einer HF-Leistung von 50 W und unter der Annahme, dass diese der akustischen Leistung entspricht, im Bereich $\sim 10^{-6}$. Der Klein-Cook-Parameter, der die Einordnung der Modulatoren in ein bestimmtes Betriebsregime ermöglicht, konnte anhand der vorliegenden Datenblätter und nach Rücksprache mit dem Hersteller der Modelle berechnet wer-

den. Die Dimension entlang der x-Richtung des akustischen Feldes beträgt für beide Ausführungen ca. 25 mm, die Breite b des optisch-akustischen Wechselwirkungsbereiches wurde mit 46 mm bestimmt. Bei gegebener HF-Frequenz, die die Periode des akustischen Gitters vorgibt, kann der Beugungswinkel, unter dem die Beugungsordnungen erscheinen, anhand der Beziehung $\phi = \frac{\lambda}{\Lambda}$ für die erste Beugungsordnung berechnet werden. Der Abstand zur Trennung der Beugungsordnungen betrug bei dem AOM 1 ca. 1 m. Beim AOM 2 war aufgrund der HF-Frequenz von rund 41 MHz und den daraus resultierenden größeren Beugungswinkeln der benötigte Weg zur Trennung der Beugungsordnungen kleiner als 1 m.

Der AOM 1 wird im Übergangsbereich zwischen *Raman-Nath*- und *Bragg*-Regime betrieben. Der AOM 2 mit dem Wert $Q_2 = 10$ kann dem *Bragg*-Regime zugeordnet werden. Anhand Abb. 2-3 kann für gegebene Klein-Cook-Parameter der Beugungswirkungsgrad abgeschätzt werden [Klein1967, S. 134]. Es handelt sich um einen berechneten Verlauf unter der Annahme, dass unter dem *Bragg*-Winkel eingestrahlt wurde und dass für den erzeugten Phasenversatz gilt, dass $\varphi = \pi$. Die Klein-Cook-Parameter Q_1 und Q_2 für die beiden AOMs wurden in das Diagramm eingetragen. Für den AOM 1 war demnach eine Beugungseffizienz von ca. 70 % zu erwarten, während für den AOM 2 ca. 95 % Beugungseffizienz realisierbar sein sollte. Zur experimentellen Bestimmung des Beugungswirkungsgrads beider Modulatoren wurde der in Abb. 2-4 skizzierte Aufbau genutzt.

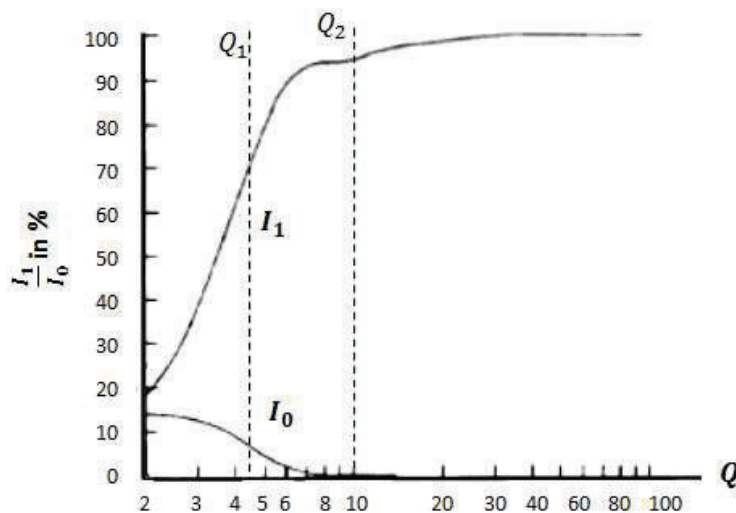


Abb. 2-3 Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Klein-Cook-Parameters Q

2.3 Schaltzeit

Zur Bestimmung des Schaltverhaltens und der Beugungseffizienz der beiden Laser wurde die nachfolgend dargestellte schematische Versuchsanordnung genutzt. Der 300 W – Leistungsmesskopf kam nur bei der Bestimmung der Beugungseffizienz der AOM zum Einsatz und wurde zur

Charakterisierung des zeitlichen Verhaltens des Laserstrahls durch eine Streuscheibe und Fotodiode ersetzt. Je nachdem, welcher AOM bezüglich der Beugungseffizienz untersucht wurde, befand sich dieser AOM im Strahlengang. In Abb. 2-4 ist beispielhaft der AOM 1 dargestellt.

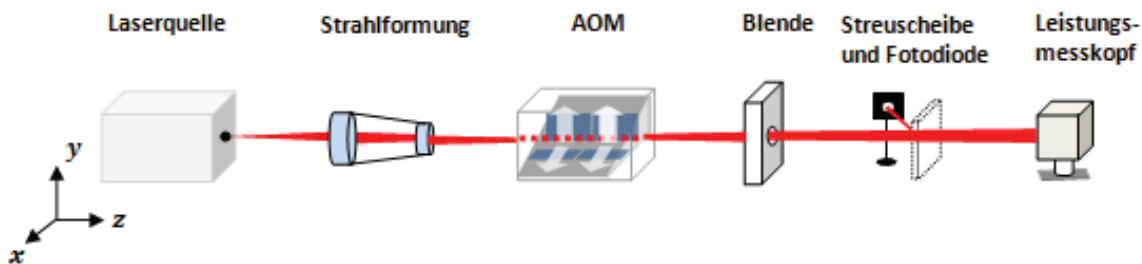


Abb. 2-4 Versuchsanordnung zur Bestimmung der Beugungseffizienz und Schaltzeit des AOM

Da aufgrund theoretischer Hypothesen (Abschnitt 1.2.1.4) davon auszugehen war, dass die Schaltzeit des AOM durch die räumliche Ausdehnung des Laserstrahls beeinflusst werden kann, wurden Elemente zur Strahlformung eingesetzt. Die Vorgehensweise und die erhaltenen Laserstrahlkenngrößen werden in Abschnitt 2.4 erklärt.

2.3.1 Blockschaltbild

Das elektronische Blockschaltbild der Komponenten zur Ansteuerung des AOM sowie zur Signalauswertung ist in Abb. 2-5 abgebildet. Mit Hilfe dieses Aufbaus sollte das optische Signal in der nullten Beugungsordnung zunächst zeitlich moduliert und anschließend ausgewertet werden.

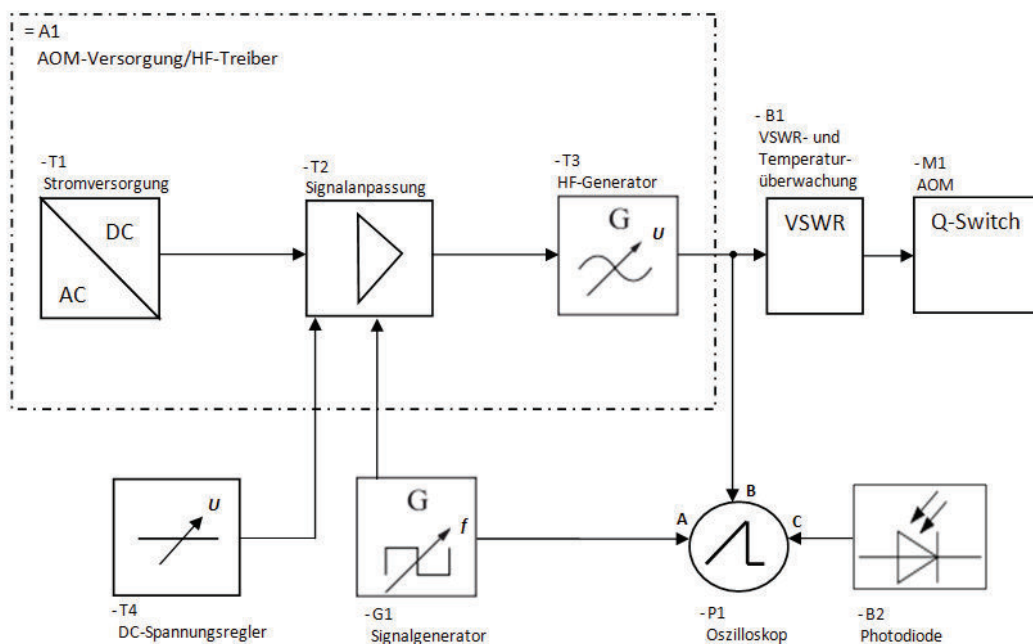


Abb. 2-5 Blockschaltbild zur Ansteuerung des AOM und Auslese des Lasersignals

Mittels eines Funktionsgeneratorsignals wurde über einen TTL-Pegel ein Wechselspannungssignal in Form eines Rechteckpulses vorgegeben. Der Signalverlauf konnte am Oszilloskop an einem der Eingänge nachvollzogen werden. Dieser Schaltpegel diente gleichzeitig als Eingangssignal für den HF-Treiber, wobei die Signalamplitude über eine externe Gleichspannungsquelle eingestellt wurde, die im Bereich 0 – 5 V bzw. 0 – 10 V bei den beiden Güteschaltern variabel einstellbar war. Um die Schaltzeit des Laserstrahls beim Durchgang durch den AOM messen zu können, musste die HF-Leistung schnell ein- und ausgeschaltet werden können. Dazu wurde das hochfrequente Wechsel-signal des HF-Treibers mit der Rechteckfunktion des Funktionsgenerators bei einer Repetitionsra-te von $f_{FG} = 10$ kHz niederfrequent moduliert. Bei der Bestimmung der Beugungseffizienz lag das HF-Treibersignal kontinuierlich vor und wurde nicht zeitlich getaktet. Der HF-Treiber lieferte als Ausgangssignal die hochfrequente Wechselspannung von 27 bzw. 41 MHz, die unter Berücksichti-gung eines Kopplungswirkungsgrads über den piezoelektrischen Schallwandler in das akustoopti-sche Medium eingespeist wurde. Die Effizienz der Einkopplung des Hochfrequenzsignals wird über das Stehwellenverhältnis (*engl. Voltage Standing Wave Ratio*) überwacht. Es beschreibt die Rela-tion zwischen in den HF-Treiber zurück reflektierter Spannungsanteile und der HF-Eingangsspannung in den AOM. Das HF-Signal konnte ebenfalls am digitalen Speicheroszilloskop dargestellt werden. Eine schnelle Fotodiode mit einer Anstiegszeit von 1 ns registrierte eine zur Laserleistung proportionale Spannung. Diese wurde ebenfalls am Oszilloskop dargestellt.

2.3.2 Beitrag der einzelnen Komponenten zur schnellen Strahlschaltung

In diesem Abschnitt sollen die Signalverläufe, die im vorangegangenen Blockschaltbild dargestellt wurden, hinsichtlich ihres zeitlichen Verhaltens analysiert werden. Es wird deutlich, dass sich die Modulationszeit aus dem Anteil verschiedener Komponenten zusammensetzt. Dies sind allgemein die elektronischen Bauteile im HF-Treiber, die die hochfrequente Wechselspannung zur Ansteue-rung der Piezoaktoren erzeugen. Deren Einschwingzeit wird durch den Bereich zwischen stehen-dem Funktionsgeneratorsignal und einschwingendem HF-Pegel bestimmt und liegt im Bereich von $\tau_{el} \sim 50$ ns. Weiterhin stellt die Laufzeit, in der die akustische Welle vom Piezoschwinger bis zum optischen Strahl propagiert, nach erfolgter Strahljustage eine konstante Größe dar. In Abb. 2-7 beträgt diese $\tau_{ak} \sim 1,3$ μ s. Sie kennzeichnet den zeitlichen Bereich zwischen eingeschwunge-nem HF-Signal und abfallendem Lasersignal. Aus der Laufzeit und der Schallgeschwindigkeit longi-tudinaler akustischer Wellen in Quarzglas mit $v_a \cong 6000 \frac{m}{s}$ ergibt sich ein Weg von 8 mm, den die akustische Welle vom piezoelektrischen Wandler bis zum Erreichen des optischen Strahls zu-rücklegt. Der Einfluss der Justage wird anhand Abb. 2-6 erklärt.

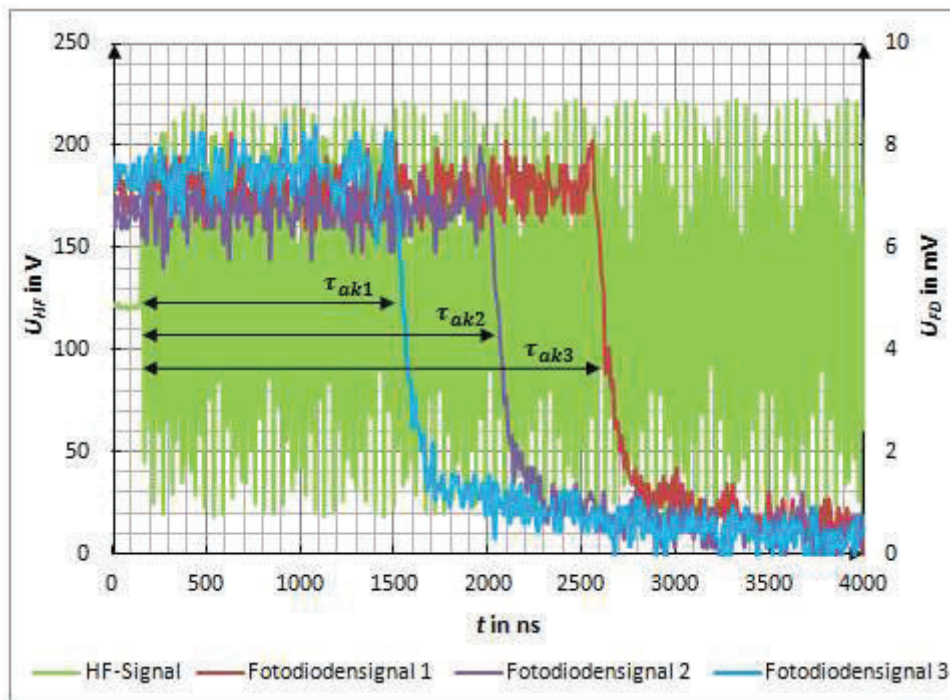


Abb. 2-6 Einfluss der Position des Strahlverlaufs im AOM auf die akustische Schalllaufzeit

Abb. 2-6 zeigt drei Spannungssignale, die nach unterschiedlichen Zeiten τ_{ak1-3} geschaltet werden. Der Beginn der grünen Kurve beschreibt den Zeitpunkt der Emission der Schallwelle. Durch das präzise Verfahren des AOM in x-Richtung kann die Position, an der der optische Strahl durch die Apertur verläuft, verändert werden. Bei optimaler Justage legt die akustische Welle nur 8 mm zurück, bis sie den optischen Strahl erfasst. Dies entspricht der Schalllaufzeit τ_{ak1} . Im Fall einer akustischen Laufzeit τ_{ak3} von 2,4 μs trifft sie erst nach 14 mm auf den optischen Strahl. Die eigentliche Schaltzeit t_D , in der das Lasersignal moduliert wird, stellt den Bereich dar, innerhalb dem der Signalpegel von 90 auf 10 % des Maximums abgefallen ist. Sie ist bei gegebener akustischer Laufzeit durch Variation des Strahldurchmessers die einzige veränderliche Größe (Gleichung (13)).

Die von der Fotodiode gemessene Spannung U_{FD} entspricht einem Signal proportional zur Laserleistung. Mit einem NF-Signal des Funktionsgenerators kann die HF-Leistung zeitlich getaktet werden. In durchgeführten Messreihen zeigte sich, dass bis zum Erreichen einer Grenzfrequenz, die ca. im Bereich $f_g = 600 \text{ kHz}$ liegt, keine Abhängigkeit der Schaltzeit von der Taktfrequenz des HF-Signals bestand. Ab diesem Grenzwert hingegen ergeben sich Verzögerungen der internen Treiberelektronik beim schnellen Schalten der HF-Leistung. Für die weiteren Untersuchungen wurde eine Taktfrequenz $f_{FG} = 10 \text{ kHz}$ genutzt. Die in den Messreihen eingesetzten Güteschalter werden bei einer Hochfrequenz von 27 bzw. 41 MHz betrieben. Es existiert kein Frequenzterm Δf_0 , wie er in Abschnitt 1.2.1.4 beispielhaft vorgestellt wurde. Das Einschwingverhalten des piezoelektrischen

Schallwandlers mit der Bandbreite Δf_a äußert sich durch die Anzahl der Perioden, bevor das HF-Signal eine konstante Amplitude besitzt. Dies ist nach Abb. 2-7 bereits nach rund 50 ns erreicht.

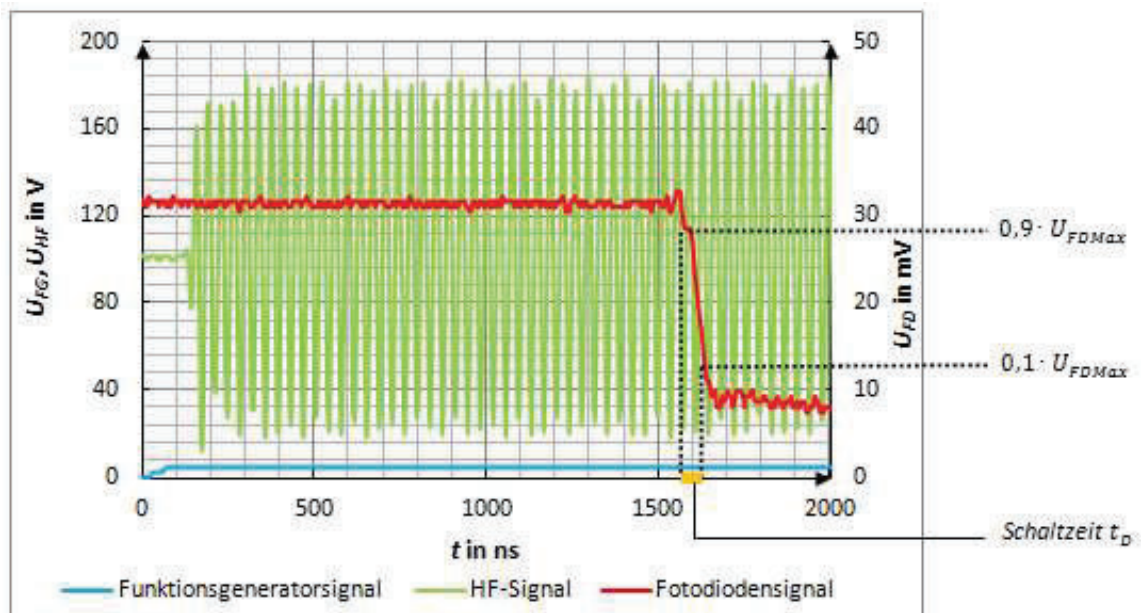


Abb. 2-7 Zeitliches Schaltverhalten der drei Komponenten NF-, HF- und Lasersignal, $P_{HF} = 55 \text{ W}$, $P_{opt} = 1 \text{ W}$, $f_{FG} = 10 \text{ kHz}$

2.4 Vorgehensweise zur experimentellen Bestimmung des Strahldurchmessers

Nachdem die Strahleigenschaften ermittelt wurden, konnten die Ausbreitungsparameter des Laserstrahls mittels der Blendenmethode bei 86,5 % Leistungseinschluss bestimmt werden, da die beiden Laserquellen annähernd gaußverteilte Strahlprofile aufwiesen. Die in den nachfolgenden Abbildungen angegebenen Tailenradien beziehen sich auf die Berechnungsbasis mit 86,5 % Leistungseinschluss.

Um den Strahlradius w in Abhängigkeit der z -Position des Laserstrahls mathematisch zu beschreiben, wurde folgende Gleichung angewendet.

$$w(z) = w_{0,86} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad (19)$$

z –aktuelle z -Position

z_0 – Tailenposition

An verschiedenen z -Positionen wurde die gaußähnliche Leistungsverteilung durch einen gegebenen Blendendurchmesser beschnitten und das Verhältnis P/P_{opt} ermittelt. Über die Beziehung

$$w_{86} = \sqrt{\frac{-2 \cdot w^2}{\ln\left(1 - \frac{P}{P_{opt}}\right)}} \quad (20)$$

konnte der Strahlradius an der jeweiligen z-Position ermittelt werden. Mit Hilfe der Wurzelfunktion aus (19) und der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurden die Werte für z_R , z_0 und $w_{0,86}$ approximiert. Die Berechnung des Strahlradius $w_{86}(z)$ erfolgte nach Gleichung (19). Mit dieser Gleichung war die berechnete Summe der kleinsten Fehlerquadrate geringer verglichen mit der nach [DIN 11146-1, S. 15] vorgeschriebenen Wurzel der parabolischen Funktion vom Typ $\sqrt{ax^2 + bx + c}$. Die Parameter a, b und c repräsentieren die jeweiligen Koeffizienten der Hyperbelapproximation.

Um den Laserstrahldurchmesser zu verkleinern, wurde ein variabler Aufweiter der Firma Jenoptik eingesetzt, dessen Spezifikationen im Datenblatt im Anhang beschrieben sind.

2.4.1 Nd:YAG-Laser

Erste Untersuchungen zur Schaltzeit des Laserstrahls im AOM 1 erfolgten im Rohstrahl des Lasers. Durch Vermessen der Kaustik konnte die Lage der Taille des Nd:YAG-Laserstrahls im Resonator zurückgerechnet werden (Abb. 2-8). Die Ordinate kennzeichnet den Ausgang des Lasergeräts an der Position $z = 0$. Weitere Strahlkenngrößen sind in Tabelle 2-4 veranschaulicht.

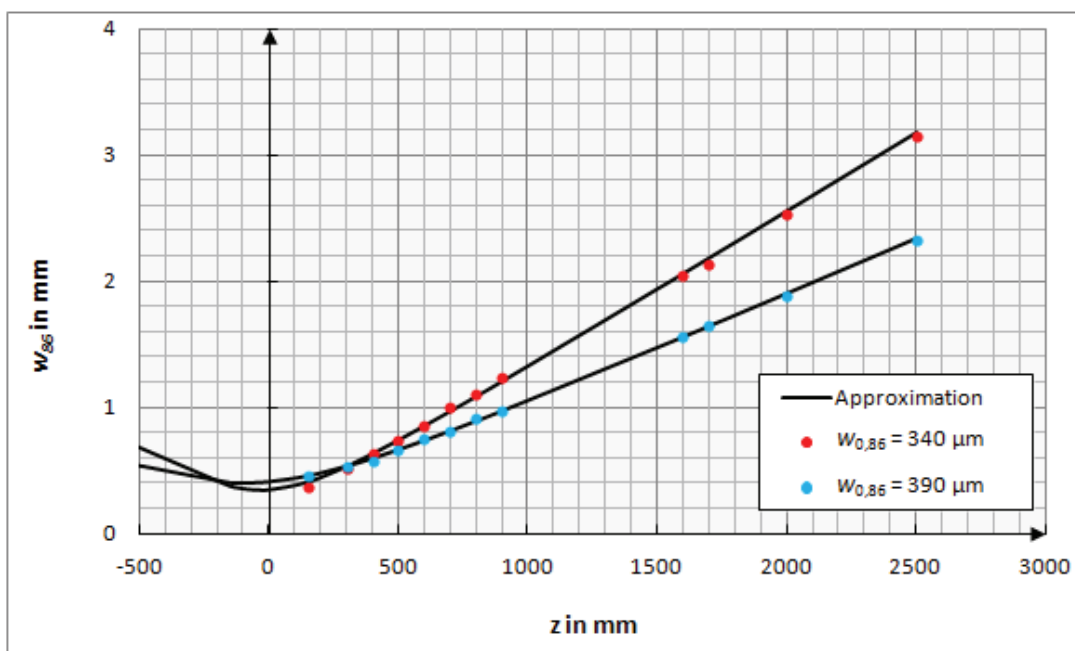


Abb. 2-8 Strahlkaustik des Rohstrahls bei 1 W ($w_{0,86} = 0,39$ mm) und 10 W ($w_{0,86} = 0,34$ mm) optischer Ausgangsleistung

Durch den variablen Aufweiter, mit dem der Strahldurchmesser verkleinert werden sollte, wurde eine Sekundärtaile außerhalb des Lasers erzeugt. Die Strahlkaustik wurde mittels der Blendenmethode aufgenommen (Abb. 2-9) und wesentliche räumliche Strahlparameter bestimmt. Es hat sich gezeigt, dass der Sekundärtaillenradius in Abhängigkeit der optischen Leistung vergrößert wurde (Tabelle 2-4).

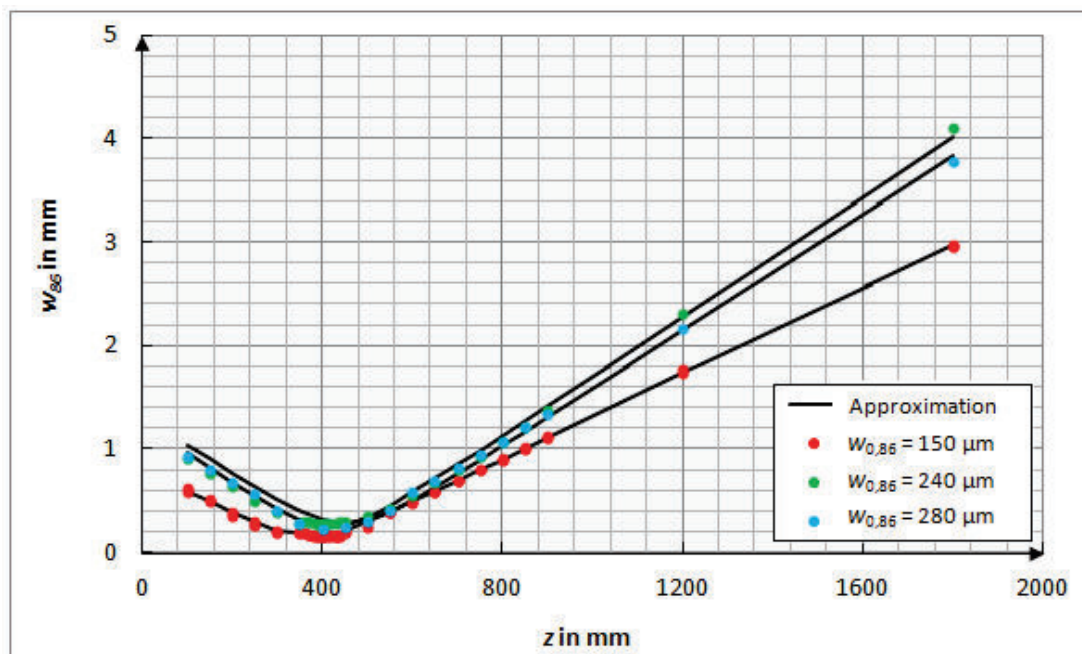


Abb. 2-9 Sekundärtaillen nach Aufweiter bei verschiedenen Konfigurationen

Tabelle 2-4 Erhaltene Strahlkenngrößen des Nd:YAG-Lasers an Luft

	Rohstrahl		mit Aufweiter		
	P_{opt} in W				
	1	10	1	10	16
w_{86} (z = 2000) in mm	1,7	2	0,15	0,24	0,28
$w_{0,86}$ in mm	0,39	0,34	0,15	0,24	0,28
z_R in mm	440	270	70	84	98
Fernfelddivergenz in mrad	0,9	1,25	1,9	2,7	3

Mit der Fokussierung des Laserstrahls in den AOM stand eine weitere Möglichkeit zur Verfügung, um den Strahlradius variabel zu verringern. Der AOM wurde im Fokus einer Sammellinse positioniert. Mit Hilfe dieses Ansatzes sollte ein Sekundärtaillenradius $w'_{0,86} < 100 \mu\text{m}$ des Strahls des Nd:YAG-Lasers erzielt werden, der damit kleiner als die Periodenlänge der akustischen Welle mit

$\lambda = 220 \mu\text{m}$ war. Das Ziel war, den kleinsten Laserstrahlradius zu bestimmen, der noch effizient gebeugt und schnell geschaltet werden konnte.

Mittels eines wellenoptischen Simulationsprogramms für Laserstrahlung wurde dessen Propagation bei Variation der Linsenbrennweite und –position berechnet (Abb. 2-10). Die Brechung des Strahls beim Übergang zwischen den Medien Luft – Quarzglas – Luft wurde zur Vereinfachung bei der schematischen Darstellung nicht berücksichtigt. Folgende Strahlradien wurden erzielt.

Tabelle 2-5 Berechnete Kennwerte der mittels Kepler-Teleskops erzielten Strahlradien

Linsenbrennweite f' in mm	$w_{0,86}$ in μm	Fernfelddivergenz in mrad	z_R in mm
200	60	6,3	9
300	90	3,9	23
400	120	3,1	40

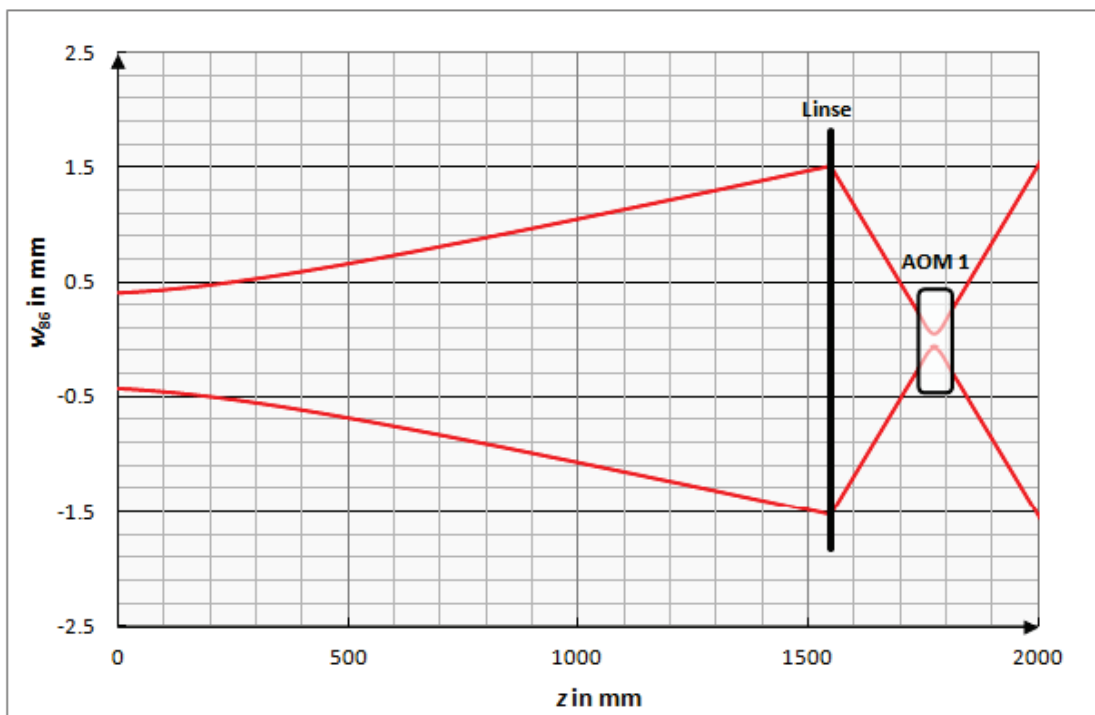


Abb. 2-10 Abschätzung der Laserstrahlausdehnung bei Fokussierung in den AOM

2.4.2 Faserlaser

Aufgrund der nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität des Faserlasers mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 = 1,02$ konnte die z-abhängige Strahlradiusbestimmung wie beim Nd:YAG-Laser mit Hilfe

der Blendenmethode auf Basis von 86,5 % Leistungseinschluss erfolgen. Es gab keine leistungsabhängige Strahlradiusvergrößerung (Abb. 2-11).

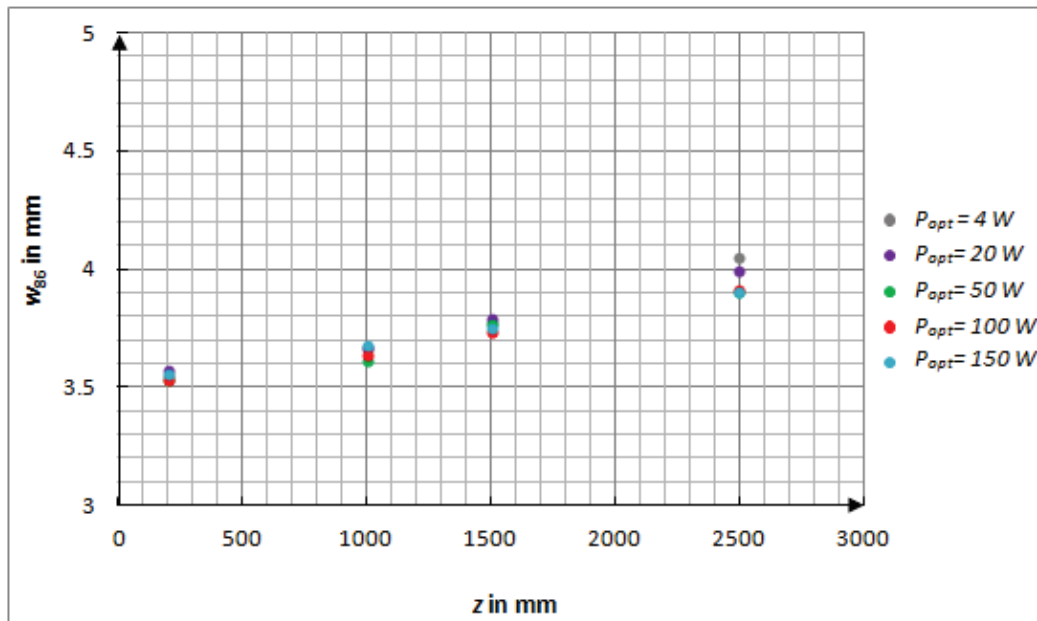


Abb. 2-11 Bestimmung der Fernfelddivergenz des kollimierten Faserlaserstrahls

Folgende strahlcharakteristische Kenngrößen konnten berechnet werden. Der Kollimator, der direkt mit dem Faserausgang verbunden war, wurde dabei $z = 0$ gesetzt.

Tabelle 2-6 Berechnete Kenngrößen des kollimierten Faserlaserstrahls

$w_{0,86}$ in mm	Fernfelddivergenz in mrad	z_R in m	z_0 in m
1,3	0,26	4,75	-11,6

Die Aperturgröße des AOM betrug lediglich 5 mm. Der Strahldurchmesser nach dem Kollimator war jedoch rund 7 mm groß, so dass eine Strahlverkleinerung erforderlich war. Dies erfolgte mittels des Aufweiters und des Linsensystems bestehend aus zwei Sammellinsen. Dieses Kepler-Teleskop ermöglichte das variable Einstellen verschiedener Strahlradien (Tabelle 2-7). Der AOM wurde im Fokus des Teleskops positioniert. Dort betrug der tertiäre Tailenradius rund 300 μm (Abb. 2-12). Die so erzielte Spitzenintensität war damit unkritisch. Für Gaußstrahlen gilt für die Spitzenintensität folgende Gleichung:

$$I_{\max} = \frac{2 \cdot P_{\max}}{\pi \cdot w_{0,86}^2} \quad (21)$$

Die Zerstörschwelle der Antireflexschicht auf der Apertur des AOM betrug $1 \frac{GW}{cm^2}$, die des Quarzglas lag ebenfalls in diesem Bereich. Mit (21) konnte der einstellbare Gaußradius bei einer maximalen optischen Leistung von 400 W berechnet werden, um die Entspiegelungsschicht am Eingang der Apertur nicht zu zerstören. Dieser kritische Radius beträgt $5 \mu m$. Allerdings bewirkt ein Fokusradius dieser Größe bei derart hohen Leistungsdichten nichtlineare und thermische Effekte, die das Strahlprofil und die –propagation nach dem AOM beeinträchtigen könnten.

Tabelle 2-7 Strahlkenngrößen des Faserlasers bei Verkleinerung mit unterschiedlichen optischen Systemen

Konfiguration Nr.	Linsenbrennweite in mm		$w_{0,86}$ – Radius im AOM in mm	Fernfelddivergenz in mrad	z_R in mm
	f'_1	f'_2			
1	400	50	0,4	0,97	375
2	300	50	0,6	0,96	380
3	400	50	0,7	0,85	490
4	mit Aufweiter		1,5	0,35	3000

Eine der verwendeten Konfigurationen ist beispielhaft in Abb. 2-12 dargestellt.

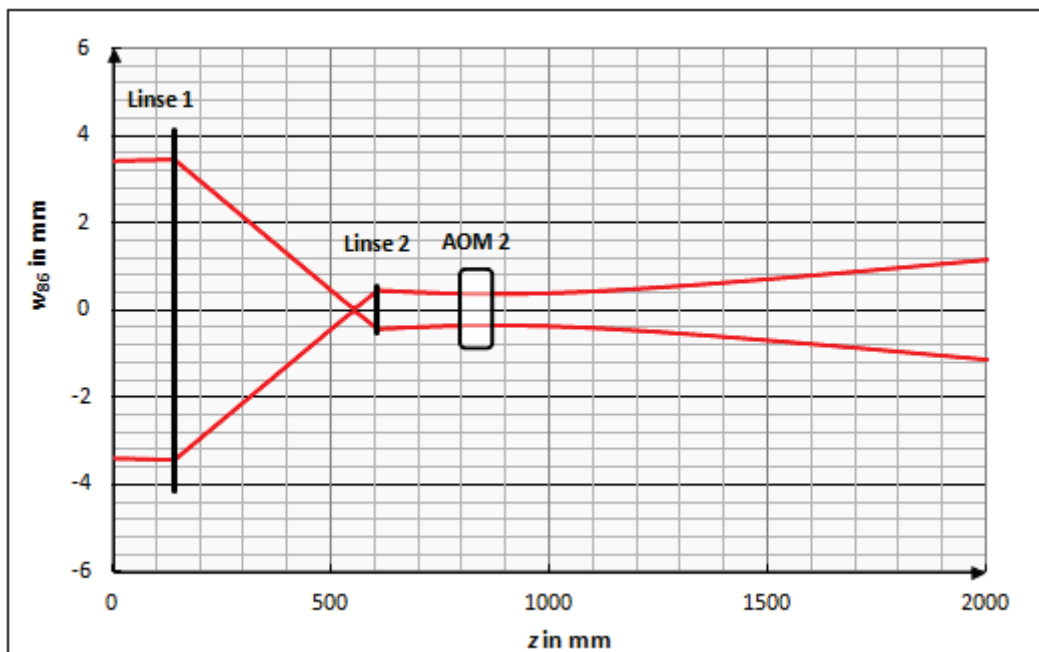


Abb. 2-12 Strahlpropagation bei Anordnung des Linsensystems nach Konfiguration Nr. 1

Die Ergebnisse der wellenoptischen Abschätzung der Strahlradien wurden mittels Blendenmethode überprüft. Zusätzlich konnte mit der Messung der Schaltzeit des Lasersignals in der nullten Ordnung der geschaltete Strahldurchmesser über die Beziehung $w_0 \cong t_D \cdot v_a$ zurück gerechnet werden. Dies dient zur Überprüfung der in Tabelle 2-7 berechneten Tailenradien. Für die Konfigurationen 2, 3 und 4 war dies in guter Näherung gegeben. Für den 1. Fall stimmten der nach Blendenmethode berechneter und laut Abschätzung angegebener Strahlradius nicht überein. Während abgeschätzter und durch Berechnung der Schaltzeit erhaltener Strahlradius eine weitgehende Übereinstimmung von $w \cong 0,4$ mm ergab, betrug die Abweichung zur Blendenmessung 100 %, so dass statt den berechneten 0,4 mm ein doppelt so großer Radius von $w \approx 0,9$ mm gemessen wurde. Da für die Blendenmessung nur eine Blende für diesen Leistungsbereich zur Verfügung stand, wurde der berechnete Strahlradius verwendet.

2.5 Untersuchungen mit fs-Laserpulsen

In diesem Experiment wurde das akustische Schallsignal zeitlich mit dem Signal eines fs-Lasers mit $\lambda = 1030$ nm synchronisiert. Ziel war es, mit fs-Pulsen das Voranschreiten der Schallwelle durch das Quarzglas des AOM 2 zu beobachten und die Auswirkungen des Aufeinandertreffens zwischen Schallwelle und Laserstrahl zu dokumentieren. Im Moment der Wechselwirkung sollte das räumliche Laserstrahlprofil aufgezeichnet werden. Zur Verdeutlichung der Untersuchung dient die nachfolgende Abb. 2-13.

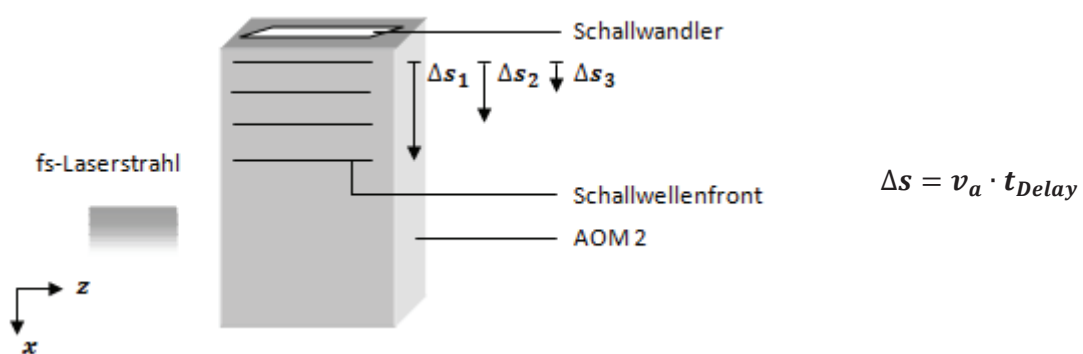


Abb. 2-13 Prinzipskizze zum Experiment

Die Werte $\Delta s_{1,2,3}$ beschreiben die Wegstrecke, die die akustische Schallwellenfront im AOM zurücklegt, bevor der Laserstrahl emittiert wird. Der Wert t_{Delay} entspricht dem Zeitintervall zwischen Schall- und Laseremission und bestimmt $\Delta s_{1,2,3}$. Es wurde der Delayzeit zwischen Impulsgeber- und Funktionsgeneratorsignal gleichgesetzt. Das zeitliche Verhalten der Signalübertragung zwischen HF-Generator und AOM wurde bereits im Abschnitt 2.3.1 erklärt. Daher war be-

kannt, dass das HF-Signal für das Einschwingen bis zum Erreichen einer konstanten Amplitude ca. 50 ns benötigt (Abb. 2-7). Sobald dieses HF-Signal steht, breitet sich die Schallwelle mit rund $6000 \frac{m}{s}$ aus und trifft bei optimaler Justage nach einer Laufzeit von $\tau_{ak} \cong 1,3 \mu s$ bzw. nach 8 mm Laufweg auf den Laserstrahl.

Die Komponenten zur zeitlichen Synchronisierung des akustischen Signals zum Lasersignal können anhand des folgenden Blockschaltbilds nachvollzogen werden. Mit Hilfe dieser Methode konnte sichergestellt werden, dass Schallwelle und Laserstrahl beliebig zeitlich versetzt aufeinandertreffen.

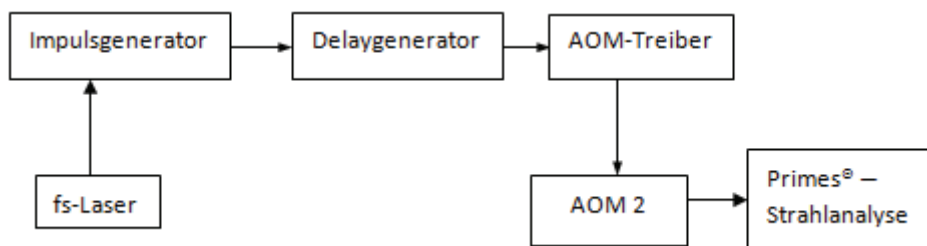


Abb. 2-14 Blockschaltbild zur Triggerung des akustischen Signals zum fs-Laserpuls

Mit Hilfe des fs-Lasers wurde die Pulsfolge des Impulsgenerators zeitlich mit einer Frequenz von 16 kHz getaktet. Der Impulsgenerator erzeugt eine zeitliche Referenz für den nachgeschalteten Delaygenerator. Als solcher wurde ein Funktionsgenerator genutzt, der das Ausgangssignal des Impulsgenerators als Eingangssignal verwertete. Dieser stellte demnach das gleiche zeitliche Signal wie der Impulsgenerator zur Verfügung, gewährleistete aber, dass die zwei Pulse beliebig zueinander zeitlich verschoben werden konnten. Dadurch, dass die fs-Laserpulse mit einer festen Frequenz von 16 kHz zeitlich getaktet waren, betrug die Zeitfolge zwischen zwei Pulsen $T_{Puls} = 62,5 \mu s$. Mit dem getriggerten Delaygeneratorsignal wurde der HF-Treiber angesteuert. So konnte zeitlich synchron zum Laserpuls die Schallwelle im AOM freigesetzt werden. Um eine Bildfolge aufzunehmen, wie der Laserpuls durch die voranschreitende Schallwelle propagiert, wurde die Ansteuerung des HF-Generators von 400 ns bis zu einer Zeit von 2 μs jeweils in Schritten von 50 ns zeitlich vorgezogen, so dass die Schallwelle jeweils 50 ns eher emittiert wurde. In dieser Zeit konnte sie ca. 300 μm zurücklegen. Der Laserstrahl konnte dadurch die Schallwelle in ihrem Vorranschieben in 50 ns-Schritten abtasten.

3 Ergebnisse und Diskussion

3.1 Beugungseffizienz

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zur Messung der Beugungseffizienz beider AOMs vorgestellt. Dabei soll der Einfluss des Strahldurchmessers, des Drehwinkels der Polarisationssebene sowie der optischen und akustischen Leistung auf die Effizienz des Schaltvorgangs diskutiert werden. Es wurde stets die optische Leistung in der nullten Ordnung in Abhängigkeit der HF-Leistung gemessen. Dabei wurde der in Abschnitt 2.3 schematisch skizzierte optische Versuchsaufbau genutzt. Die Untersuchungen sollen auch im Hinblick darauf erfolgen, bei gegebenen Laserparametern die notwendige HF-Leistung zu kennen, um maximale Beugungseffizienz zu erreichen.

3.1.1 Einfluss des Strahldurchmessers

3.1.1.1 Beugungseffizienz des AOM 1

Ziel des Versuches war es, die Beugungseffizienz in Abhängigkeit der HF-Leistung für unterschiedliche Laserstrahlradien zu messen. Die Strahldurchmesser wurden im Bereich zwischen 90 μm und 2,2 mm in 100 μm -Schritten mittels Aufweiter und Linsensystem variabel eingestellt. Da sich die Strahlradien im Bereich zwischen 120 μm und 1,2 mm nicht in ihrem Verhalten von den in Abb. 3-1 dargestellten Kurven unterschieden, wurde, um eine bessere Übersicht zu gewährleisten, die Anzahl der dargestellten Verläufe reduziert. Tabelle 3-1 zeigt das Parameterfeld für die in Abb. 3-1 dargestellten Werte.

Tabelle 3-1 Parameterfeld zur Bestimmung der Abhängigkeit der Beugungseffizienz des AOM 1 in Abhängigkeit der HF-Leistung für unterschiedliche Laserstrahlradien im AOM

P_{opt} in W	w_{86} ($z = 1800$ mm) in mm	$w_{0,86}$ ($z = 1800$ mm) in mm	
	Rohstrahl	Aufweiter	Linsensystem
1	1,7	0,2	0,09
	-	0,4	-
10	-	1	-

Die in Tabelle 3-1 angegebene Werte w_{86} und $w_{0,86}$ beschreiben den Strahlradius an der z-Position, an der der AOM im Strahlengang angeordnet wurde.

Zur Bestimmung der Beugungseffizienz wurde mit Hilfe der nachfolgenden Formel in Anlehnung an (12) die Leistung P in der nullten Ordnung gemessen. Die höheren entstehenden Beugungsordnungen wurden mit einer Blende abgeschirmt.

$$\eta = \frac{P_{opt} - P}{P_{opt}}$$

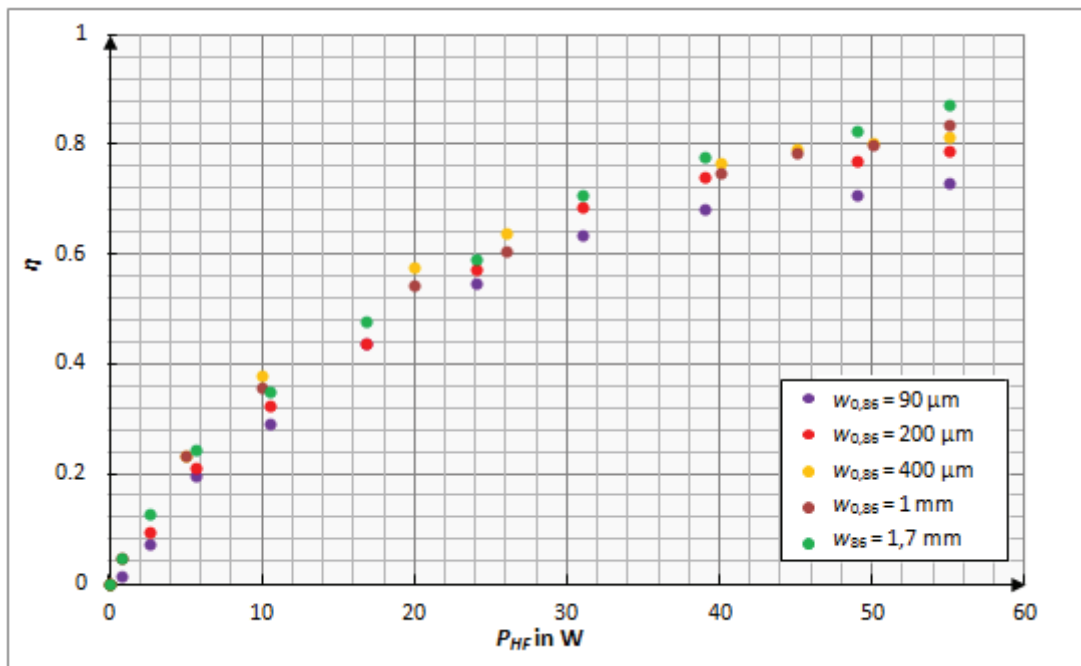


Abb. 3-1 Beugungseffizienz in Abhängigkeit der HF-Leistung bei unterschiedlichen Strahldurchmessern

Abb. 3-1 zeigt, dass die Beugungseffizienz für alle Laserstrahldurchmesser mit zunehmender HF-Leistung ansteigt.

Die Erhöhung der HF-Leistung scheint einen wesentlich stärkeren Einfluss auf die Beugungseffizienz zu haben als die Erhöhung des Strahlradius. Eine Verdopplung der HF-Leistung von 10 auf 20 W führt zu einer deutlichen Erhöhung der Effizienz von 35 auf 55 %. Dies wurde sowohl für einen Radius $w_{0,86} = 400 \mu m$ als auch 1 mm gemessen.

Bei einer niedrigen HF-Leistung von 3 W bewirkt eine Verdopplung des Laserstrahlradius von 200 auf 400 μm keine Erhöhung der Effizienz. Beide Radien führen zu einer Effizienz von 10 %. Auch bei einer maximalen HF-Leistung von 55 W unterscheidet sich die Beugungseffizienz für 200 μm Strahlradius kaum von der Effizienz bei 400 μm . Der Unterschied beträgt lediglich rund 4 %. Erst bei einer hinreichend hohen HF-Leistung von mindestens 30 W sowie einem deutlichen Unter-

schied in den Strahlradien von 1,7 mm zu 90 μm ist die Differenz in der erzielten Beugungseffizienz signifikant. Während für einen Strahlradius im AOM von 1,7 mm eine Beugungseffizienz von 87 % bei einer maximalen HF-Leistung von 55 W erzielt wurde, zeigt der violett dargestellte Verlauf für 90 μm Strahlradius bei gleicher HF-Leistung die schlechteste Beugungseffizienz mit $\eta = 73 \%$. Wie später noch im Abschnitt 3.2.2 gezeigt wird, ist dies der kleinste eingestellte Strahlradius, bei dem gerade noch Beugungsordnungen auf der Blende registriert wurden.

Die Effizienz nähert sich für alle Strahlradien mit höherer HF-Leistung einem Maximum. Aus dem Verlauf der in Abb. 3-1 dargestellten Verläufe ist zu vermuten, dass dieses noch nicht erreicht ist. Allerdings verläuft der Anstieg ab ca. 40 W flacher.

Die Ursache für die höhere Beugungseffizienz bei größerer HF-Leistung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass mit größerer HF-Leistung eine höhere akustische Leistung in das Quarzglas eingekoppelt wird, die zu einer höheren Brechzahldifferenz nach (9) führt. Je höher die akustische Leistung ist, desto größer ist der Phasenversatz für die Punkte auf einer elektromagnetischen Wellenfront (11). Da mehr optische Leistung aus der nullten in die höheren Ordnungen verteilt wird, werden diese daraufhin sichtbar (12), [Klein1967, S. 128], (Abb. 3-2). Das Verhältnis P/P_{opt} in der nullten Beugungsordnung wird geringer und die Effizienz des Schaltvorgangs steigt.

Eine Aufnahme der Intensitätsverteilung zeigt die mit steigender HF-Leistung auftretenden höheren Beugungsordnungen beim AOM 1, die als Ergebnis des Schaltvorgangs hervorgehen. Es sind alle ersten Ordnungen aber auch z.T. die zweiten Ordnungen erkennbar. Deren symmetrisches Auftreten weist darauf hin, dass es sich bei diesem AOM um eine Konfiguration im Übergangsbereich zwischen *Raman-Nath* und *Bragg-Regime* handelt. Bei einer ausschließlichen *Raman-Nath*-Konfiguration wurden mit ca. 10 – 20 deutlich mehr Beugungsordnungen gemessen [Chen1996, S. 66, Klein1967, S. 126].

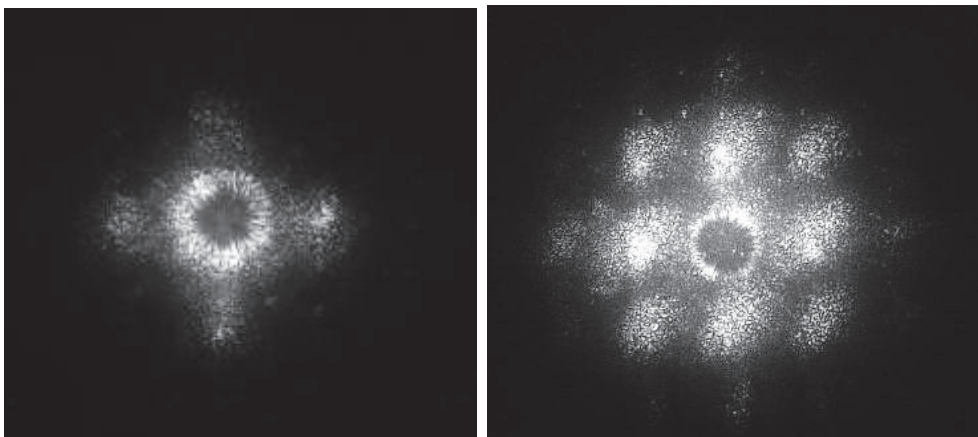


Abb. 3-2 Beugungsordnungen des AOM 1, $P_{HF} = 6 \text{ W}$ (links) bzw. 55 W (rechts), $P_{opt} = 1 \text{ W}$, $w_{0,86} = 0,17 \text{ mm}$

3.1.1.2 Beugungseffizienz des AOM 2

Die Bestimmung der Beugungseffizienz des AOM 2 in Abhängigkeit der HF-Leistung für unterschiedliche Laserstrahlradien erfolgte mittels der in Tabelle 3-2 aufgeführten Parameter.

Tabelle 3-2 Eingestellte Konstanten zur Bestimmung der Beugungseffizienz des AOM 2

P_{opt} in W	$w_{0,86}$ ($z = 800$ mm) in mm	
	Aufweiter	Linsensystem
330	0,6	0,4
	0,7	-
	1,5	-

Bei der Modulation der Faserlaserstrahlung mit dem AOM 2 wurden die in Abb. 3-3 gezeigten Ergebnisse erzielt.

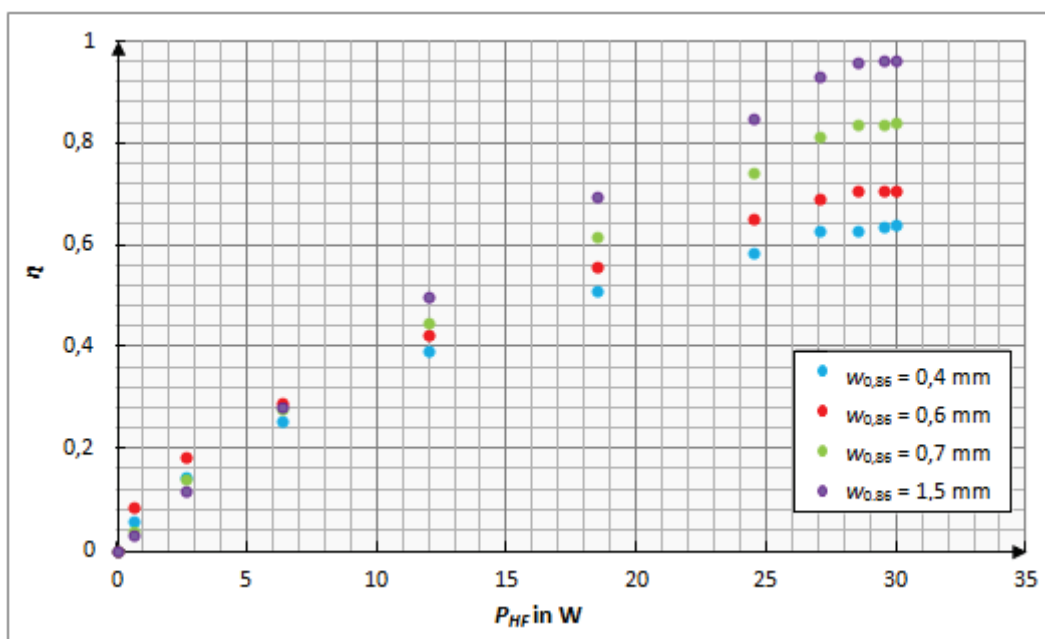


Abb. 3-3 Beugungseffizienz für unterschiedliche Strahldurchmesser beim AOM 2

Auch beim AOM 2 steigt die Beugungseffizienz für alle Laserstrahldurchmesser mit zunehmender HF-Leistung an.

Eine annähernde Verdopplung des Laserstrahlradius von 0,4 auf 0,7 mm bringt bei einer kleinen HF-Leistung von 3 W keine nennenswerte Erhöhung der Beugungseffizienz. Sie beträgt jeweils rund 15 %. Eine doppelt so große HF-Leistung von 7 W hingegen führt auch zu doppelter Effizienz,

die für beide Radien $w_{0,86} = 0,4 \text{ mm}$ und $w_{0,86} = 0,7 \text{ mm}$ dann auf 30 % ansteigt. Die HF-Leistung trägt demnach wesentlich zur Effizienzsteigerung bei.

Bei einer vergleichsweise kleinen HF-Leistung von 3 W betrug der Unterschied in der Effizienz bei dem größten und kleinsten Strahlradius im Vergleich lediglich 7 %. Bei großen HF-Leistungen tritt der Unterschied im Beugungswirkungsgrad zwischen größtem und kleinstem Laserstrahldurchmesser umso stärker hervor. Bei einer maximalen HF-Leistung von 30 W wurde die geringste Beugungseffizienz von 63 % bei dem kleinsten eingestellten Laserstrahlradius $w_{0,86} = 0,4 \text{ mm}$ gemessen. Bei gleicher HF-Leistung $P_{HF} = 30 \text{ W}$ und einem Strahlradius von 1,5 mm wurden 97 % Effizienz erreicht. Dies entspricht einer Differenz von 35 %.

Abb. 3-1 gibt Hinweise darauf, dass bei einer maximalen HF-Leistung von 30 W auch die maximal mögliche Beugungseffizienz erreicht ist. Alle angegebenen Strahlradien zeigen ab einem Wert $P_{HF} = 27 \text{ W}$ keine nennenswerte Erhöhung der Effizienz mehr.

In Abb. 3-4 sind die höheren Beugungsordnungen auf der Blende beim AOM 2 dargestellt. Es wurden bei maximaler HF-Leistung neben der nullten Ordnung maximal 3 weitere Ordnungen auf der Blende registriert. Die unsymmetrische Helligkeitsverteilung gibt Hinweise darauf, dass diese Anordnung dem *Bragg*-Regime zuzuordnen ist (Abb. 3-4). Der Grund, warum mehr als eine Ordnung auftritt, könnte sein, dass die Einstrahlung nicht exakt unter dem *Bragg*-Winkel erfolgte. Außerdem weist [Klein1967, S. 132] einschränkend darauf hin, dass die charakteristische *Bragg*-Beugung mit nur einer weiteren Beugungsordnung für geringe Schallwechseldrücke gilt, ohne konkrete Werte zu benennen.

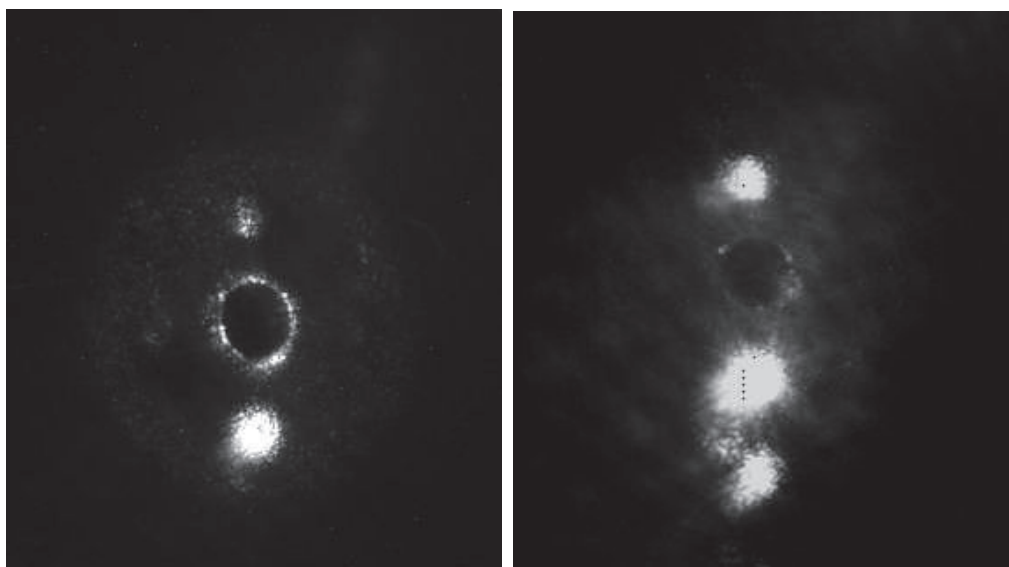


Abb. 3-4 Beugungsordnungen des AOM 2 bei $P_{HF} = 0,6 \text{ W}$ und 30 W , $P_{opt} = 60 \text{ W}$, $w_{0,86} = 0,4 \text{ mm}$

Beim Vergleich beider Modulatoren treten für vergleichbar große Strahlradien $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$ und $w_{86} = 1,7 \text{ mm}$ (AOM 1) relativ geringe Unterschiede in der erreichten Beugungseffizienz auf. Obwohl beim AOM 2 die maximale HF-Leistung von 30 W nur ca. halb so groß wie beim AOM 1 war, konnte bei 1,5 mm Strahlradius eine um 10 % bessere Effizienz im Vergleich zum AOM 1 erzielt werden. Dieser AOM 1 erzielte statt 97 % nur 87 % Effizienz.

Für kleine Strahlradien von 0,4 mm konnte jedoch mit dem AOM 1 eine um rund 20 % höhere Effizienz erreicht werden. Dass der AOM 1 bei kleinen Strahlradien, AOM 2 jedoch bei großen Strahlradien die bessere Effizienz liefert, ist ein unerwarteter Effekt. Es wird zunächst davon ausgegangen, dass für beide Modulatoren eine annähernd maximale Beugungseffizienz erreicht wurde (Abb. 3-1, Abb. 3-3). Die Verschlechterung des Beugungswirkungsgrades mit kleineren Radien wird auf den speziellen optischen Strahlverlauf bei der *Bragg*-Anordnung zurückgeführt.

Bei der *Bragg*-Reflexion am akustischen Gitter werden Laserstrahlen mit großen und kleinen Durchmessern an der gleichen Anzahl akustischer Perioden reflektiert, die jeweils mit einer Brechzahlvariation einhergehen. Die erste Beugungsordnung wird durch die konstruktive Interferenz einer Vielzahl von Teilstrahlen gebildet, die am akustischen Gitter reflektiert werden. Bei großen Strahldurchmessern kommt es zur Überschneidung benachbarter reflektierter Teilstrahlen. Diese sind in der folgenden Abb. 3-5 mit 1,2...m gekennzeichnet. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit für konstruktive Interferenz in diesem Bereich. Sie führt zur Bildung höherer Beugungsordnungen, die Ausdruck für eine höhere Effizienz des Schaltvorganges sind (Abb. 3-5 a). Bei kleinen Laserstrahldurchmessern können die reflektierten Teilstrahlen aufgrund der räumlichen Distanz von ca. $2\lambda \cong 300 \mu\text{m}$ in geringerem Maße interferieren (Abb. 3-5 b). Dies könnte der Grund dafür sein, dass mit kleineren Strahlradien die Beugungseffizienz abnimmt.

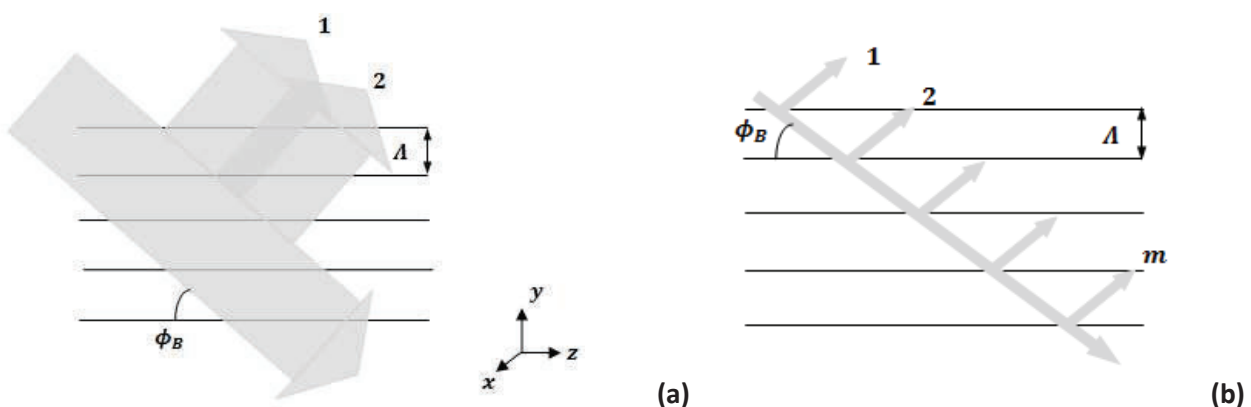


Abb. 3-5 Skizzierte Darstellung der Reflexion eines Laserstrahls mit großem Durchmesser (a) und kleinem Durchmesser am akustischen Gitter

Um die Effizienz weiter zu steigern, wurden zwei baugleichen Modulatoren des AOM 2 mit einer HF-Summenleistung von 60 W hintereinander angeordnet und zur Laserstrahlmodulation genutzt.

Die entstehenden Beugungsbilder der höheren Ordnungen auf der Blende sind in Abb. 3-6 abgebildet.

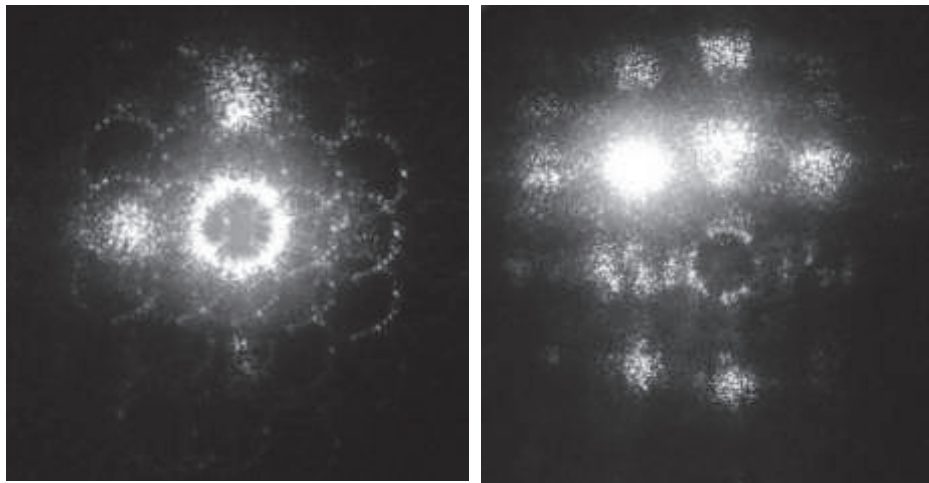


Abb. 3-6 Beugungsordnungen bei Anordnung von zwei Modulatoren in Reihe, $P_{HF} = 1,3 \text{ W}$ (links) bzw. 60 W (rechts), $P_{opt} = 20 \text{ W}$, $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$

Der experimentelle Versuchsaufbau ist nachfolgend skizziert. Die Pfeile in den beiden AOM in Abb. 3-7 kennzeichnen die Schallausbreitungsrichtung.

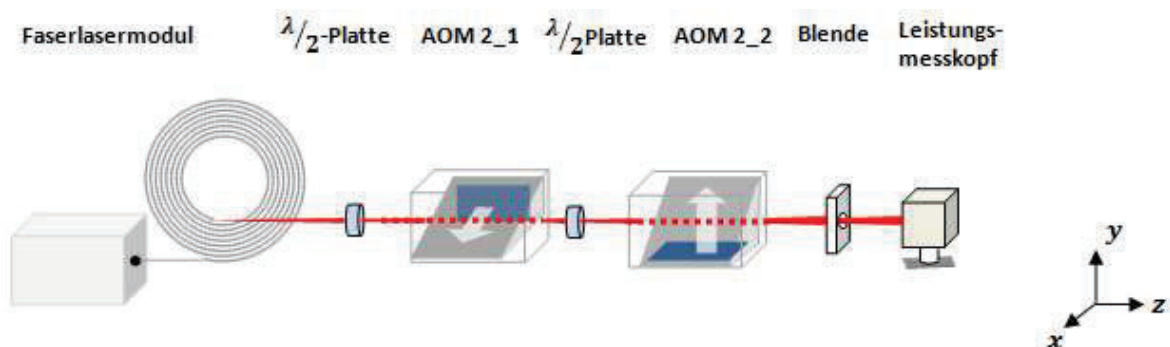


Abb. 3-7 Versuchsaufbau zur Bestimmung der Beugungseffizienz von 2 Modulatoren des Typs AOM 2

Unmittelbar nach dem Durchlaufen des ersten AOM 2_1 waren die Beugungsordnungen noch nicht separiert. Ein unmittelbar hinter dem ersten AOM angeordneter Modulator mit gleicher Schallaufrichtung wie AOM 2_1 würde bewirken, dass der durch den AOM 2_1 gebeugte Anteil beim Durchlaufen des AOM 2_2 wieder in die nullte Ordnung zurückgebeugt wird. Dies führt zu keiner Erhöhung der Effizienz. Aus diesem Grund war es erforderlich, die Polarisationsrichtung der Laserstrahlung nach Durchlaufen des ersten AOM mittels einer zweiten $\lambda/2$ -Platte und den AOM 2_2 um 90° zu drehen. Mit diesem optischen Aufbau konnte die Beugungseffizienz auf über 99 % gesteigert werden.

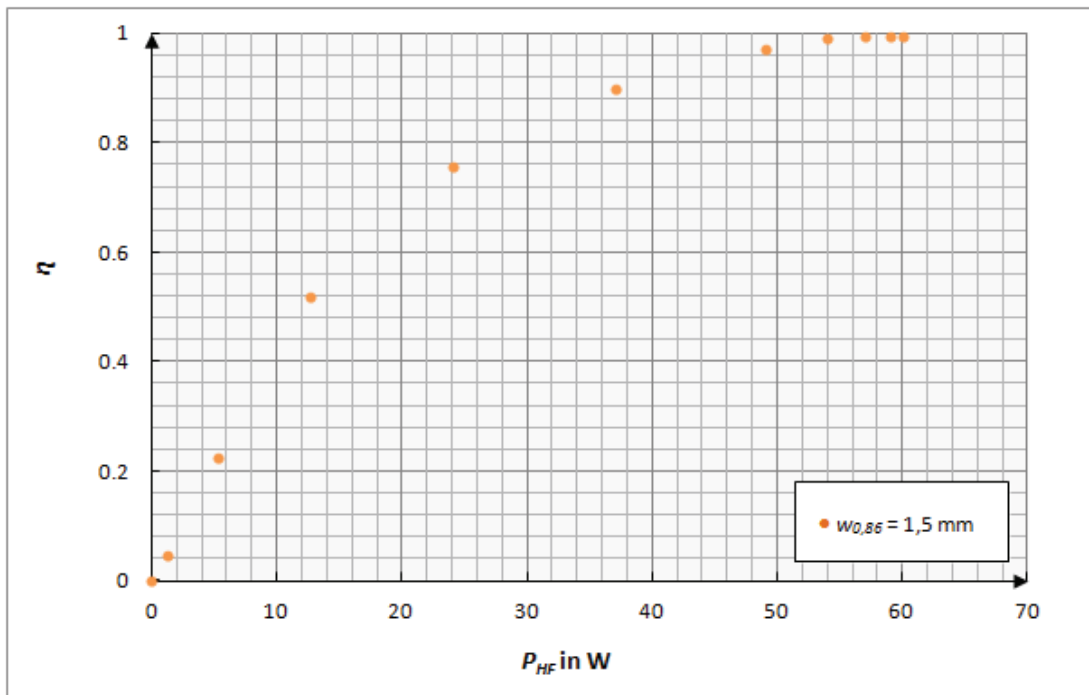


Abb. 3-8 Beugungseffizienz für zwei Modulatoren vom Typ AOM 2, $P_{opt} = 330$ W

Bei Verwendung von zwei AOM in Reihe steigt die Effizienz ebenfalls mit zunehmender HF-Leistung erwartungsgemäß an. Der Verlauf von η in Abb. 3-8 bei Verwendung beider Modulatoren in Reihenanzordnung zeigt, dass ab einer HF-Leistung von ca. 50 W kaum noch eine Erhöhung der Effizienz auftritt. Für die gegebenen Laserparameter würde demnach für eine geringere thermische Beanspruchung des Schallwandlers eine Reduktion der HF-Leistung auf 50 W ausreichen. In Abb. 3-9 ist der Verlauf der Beugungseffizienz der Messwerte am Beispiel der beiden in Reihe angeordneten AOM 2 dem theoretischen Modell gegenübergestellt.

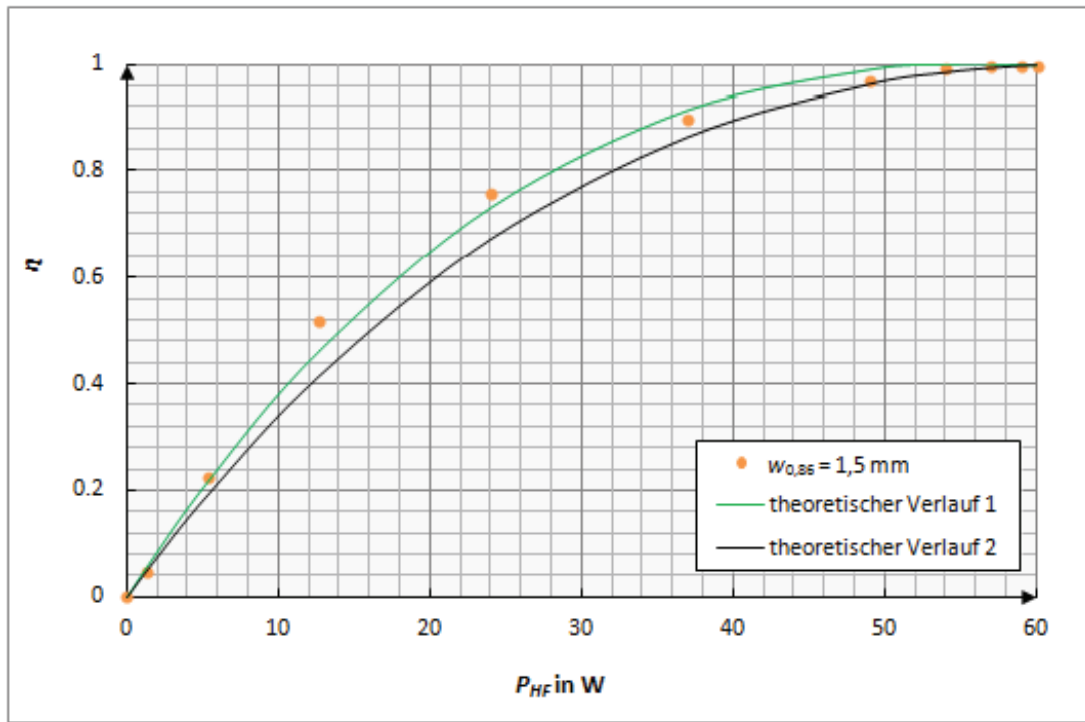


Abb. 3-9 Vergleich der gemessenen Werte zum theoretischen Modell, $w_{0,86} = 1,5$ mm, $P_{opt} = 330$ W

Da die in der Fachliteratur angegebenen Gleichungen zur Berechnung der Beugungseffizienz des AOM sich mitunter um den Faktor $\sqrt{2}$ unterscheiden, wird der theoretische Kurvenverlauf durch die beiden grün und schwarz dargestellten Funktionen repräsentiert. Der grün dargestellte Kurvenverlauf wurde auf Grundlage von Gleichung (22) und (12) erstellt, die schwarze Funktion basiert auf Gleichung (23) [AA2007, S. 4]. Beide Gleichungen nutzen die in Tabelle 2-3 angegebenen akustooptischen Kenngrößen für den AOM 2.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{b}{h}} \cdot P_{ak} \cdot M_2 \cdot \eta_p \quad (22)$$

$$\eta = \frac{P_{opt} - P}{P_{opt}} = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (12)$$

$$\frac{I_1}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P_{ak}}{P_{0ak}}} \quad (23)$$

$$P_{0ak} = \frac{\lambda^2}{2 \cdot M_2} \cdot \frac{h}{b} \quad [P_{0ak}] = \frac{g \cdot \text{cm}^2}{\text{s}^3}$$

Für P_{ak} wurde die HF-Leistung in $\frac{g \cdot cm^2}{s^3}$ eingesetzt. Anhand der gemessenen Werte in Abb. 3-9 wird deutlich, dass die Faserlaserstrahlung parallel zur akustischen Ausbreitungsrichtung polarisiert war. Beim Einsetzen der Komponente p_{11} des photoelastischen Tensors in die Berechnungsvorschriften ergibt sich eine gute Übereinstimmung zur theoretischen Funktion. Der Einfluss der Komponenten des photoelastischen Tensors auf die Beugungseffizienz wird im nachfolgenden Kapitel 3.1.2 näher beschrieben.

Die durch (12) und (23) vorgegebenen unterschiedlichen Berechnungsvorschriften implizieren einen veränderten Kurvenverlauf der dargestellten \sin^2 -Funktionen. Im niedrigen HF-Leistungsbereich um 5 W bzw. im sehr hohen Bereich um 48 – 60 W konnte für die beiden AOM 2 eine sehr gute Übereinstimmung zum theoretischen Kurvenverlauf erzielt werden. Formel (22) enthält zudem einen Wirkungsgrad η_p für die elektro-mechanische Einkopplung der HF-Leistung vom Piezoelement in das Quarzglas. Dies ist erforderlich, da für die Berechnung die HF-Leistung eingesetzt wurde, diese aber nicht der akustischen Leistung entspricht. Ohne diesen Faktor liegen starke Abweichungen zwischen den beiden theoretischen Verläufen vor. Da keine Angabe existierte, wie groß die Effizienz der Umwandlung für diesen AOM in der Realität ist, wurde dieser Parameter für eine gute Übereinstimmung zwischen Messwerten und theoretischem Kurvenverlauf mit $\eta_p = 0,56$ für beide AOM 2 bestimmt. Jeder Modulator hätte demnach einen Wirkungsgrad von ca. 28 %. Dies entspricht den Angaben von [Koech2006, S. 521], der Werte für η_p von 25 – 30 % angibt.

Ein weiterer Grund für die Abweichungen der Messwerte zum theoretischen Modell könnte sein, dass die Auswahl der p_{11} -Komponente des photoelastischen Tensors nur richtig ist, wenn die Schwingungsrichtung des Feldstärkevektors exakt parallel zum Wellenzahlvektor \vec{K} der Schallwelle schwingt. Bei einem anderen Polarisationswinkel oder bei Einstrahlung unter dem *Bragg*-Winkel kommt es zu Abweichungen in den Kurvenverläufen [LiBo1985, S. 969].

Eine zusätzliche Fehlerquelle liefert die Genauigkeit der Angabe der tatsächlichen HF-Leistung. Diese wurde mit dem Stehwellenmessgerät CN801 gemessen. Dabei stellte sich heraus, dass es bei variierenden Kabellängen zwischen HF-Treiber und Stehwellenmessgerät zur Fehlanpassung der Impedanzen beider Geräte kommen kann, die den Wert der HF-Leistung verfälschen.

Als weitere Überlegung zur Abweichung des realen Kurvenverlaufs vom theoretischen Modell ist anzumerken, dass die theoretischen Gleichungen zur Berechnung der Effizienz eine ebene akustische Wellenfront im AOM unterstellen. Überlagerungen im Randbereich des akustooptischen Mediums sind jedoch aufgrund der gegebenen Dimensionen des Schallwandlers wahrscheinlich.

Die Ergebnisse der Beugungseffizienz des AOM 1 und AOM 2 können mit der theoretisch vorhergesagten Effizienz aus Abb. 2-3 verglichen werden. Beim AOM 1 übertreffen diese die von [Klein1967] vorhergesagten Werte. Während beim AOM 1 eine rund 15 % höhere Effizienz im Vergleich zum Modell nachgewiesen werden konnte, beträgt die Abweichung beim AOM 2 mit 97 % bzw. 99 % nur knapp 2 %. Das von [Klein1967] angegebene Modell gilt einschränkend für das Bragg-Regime und diskrete Einstrahlwinkel. Da der AOM 1 im Übergangsbereich zwischen *Raman-Nath*- und *Bragg*-Regime betrieben wird, ist die Abweichung deutlicher als beim AOM 2, der ausschließlich in der *Bragg*-Konfiguration arbeitet. Es wird zusätzlich von [Klein1967, S. 125] darauf hingewiesen, dass die Beugungseffizienz im Übergangsregime zwischen *Raman-Nath*- und *Bragg*-Konfiguration streng genommen nur numerisch berechnet werden kann. In der vorliegenden Arbeit wurde jedoch auf eine analytische Näherungslösung zurückgegriffen (Gleichung (22), (12)).

Anhand der Diagramme wird deutlich, dass die Beugungseffizienz bei hinreichend hoher, nicht bei maximaler, HF-Leistung einem Maximum entgegen strebt. Die eingestellte HF-Leistung sollte dem angewendeten Laserstrahlradius und der optische Leistung entsprechen. Die hohe thermische Beanspruchung führt ansonsten zu einem vorschnellen Altern des Glases. Außerdem stellt der Übergang zwischen Piezoelement und akustooptischem Medium eine kritische Verbindung dar, deren übermäßiges Strapazieren die Einsatzdauer des AOM verkürzen kann.

3.1.2 Einfluss des Polarisationszustands

Im folgenden Abschnitt soll der Einfluss der Polarisationsrichtung des elektromagnetischen Feldes auf die Beugungseffizienz des AOM 1 und AOM 2 untersucht werden. In den theoretischen Betrachtungen dieser Arbeit wurden die photoelastischen Komponenten p_{11} und p_{12} hinsichtlich ihres Einflusses auf die Beugungseffizienz erwähnt. Abb. 3-10 zeigt zwei in z-Richtung propagierende Laserstrahlen mit unterschiedlichen Polarisationsrichtungen, die auf das akustische Schallfeld treffen, das vom orange gezeichneten Schallwandler emittiert wird. Es breitet sich in x-Richtung aus. Bei paralleler Polarisation des elektromagnetischen Feldstärkevektors bezogen auf die Ausbreitungsrichtung der akustischen Schallwellenfront ist die Komponente $p_{11} = 0,121$ und bei senkrechter Polarisation die Komponente $p_{12} = 0,270$ anzuwenden. Dies impliziert bereits einen Einfluss der Beugungseffizienz von der Lage der Polarisationssebene der Laserstrahlung.

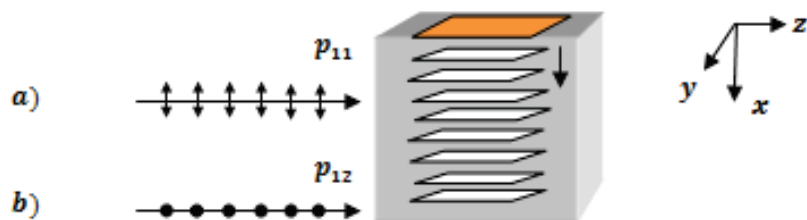


Abb. 3-10 Schematische Skizze zur Zuordnung der photoelastischen Komponenten

Die Abhängigkeit der Beugungseffizienz vom Polarisationszustand der Laserstrahlung wurde für die beiden AOM 1 und AOM 2 mit den in Tabelle 3-3 aufgeführten Parametern untersucht. Die Lage der Laserstrahltaile war beim AOM 1 an der Position $z = 1800$ mm und beim AOM 2 bei $z = 800$ mm.

Tabelle 3-3 Parameter zur Bestimmung der Beugungseffizienz als Funktion des Polarisationszustands

	P_{opt} in W	w_{86} in mm	ψ in °		
AOM 1	1	1,5	0	45	90
AOM 2	60	1,5	0	45	90
Polarisationszustand bezogen auf die Schallausbreitungsrichtung beim AOM 2					⊥

3.1.2.1 Untersuchungen mit dem AOM 1

Der AOM 1 war für den Einsatz unpolarisierter Strahlung optimiert. Dies gewährleisteten die in einem Winkel von 90° zueinander angeordneten Schallwandler (Abb 3-11) [SQSManual2006, S. 4].

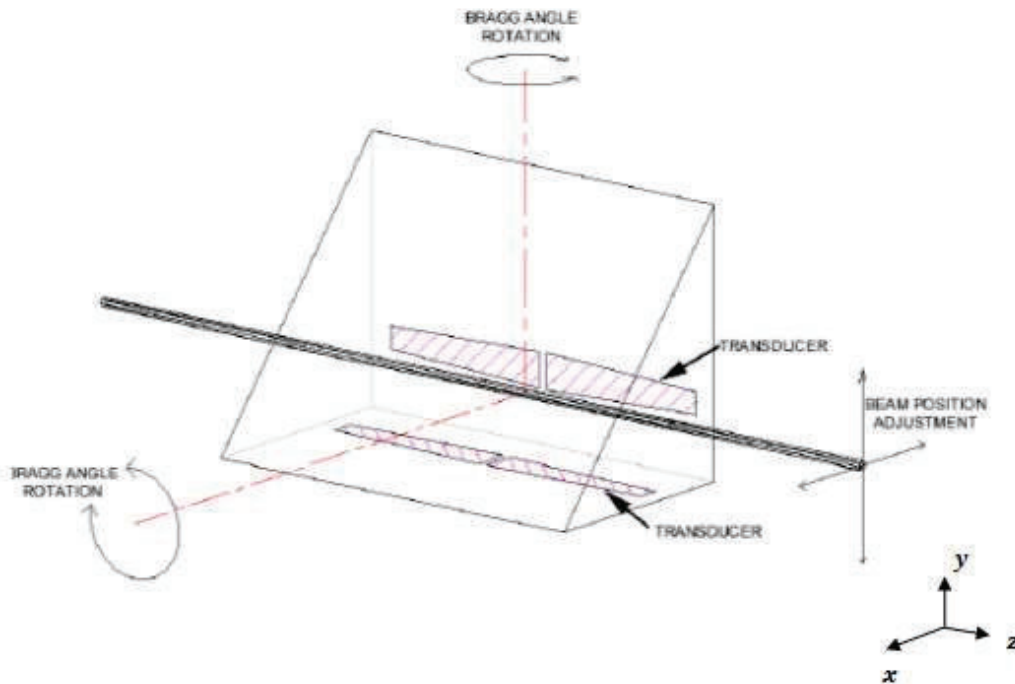


Abb 3-11 Anordnung der piezoelektrischen Schallwandler im Quarzglas beim AOM 1

Zur Bestimmung der Beugungseffizienz des AOM 1 wurde der in Abb. 2-4 dargestellte Versuchsaufbau genutzt. Zusätzlich wurde anstelle eines Strahlformungselements ein Dünnschichtpolarisator eingesetzt, da der Nd:YAG-Laser leistungsabhängig hinsichtlich der Polarisationsrichtung instabil war. Dieser gewährleistete die Transmission für nur für eine Komponente des elektrischen Feldstärkevektors. Durch den Einsatz einer $\lambda/2$ -Platte vor dem AOM konnte die Polarisations-ebene des Laserstrahls beliebig gedreht werden. Der Polarisationswinkel der Laserstrahlung bezieht sich beim AOM 1 auf die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldstärkevektors bezogen auf eine der beiden akustischen Schallwellenfronten.

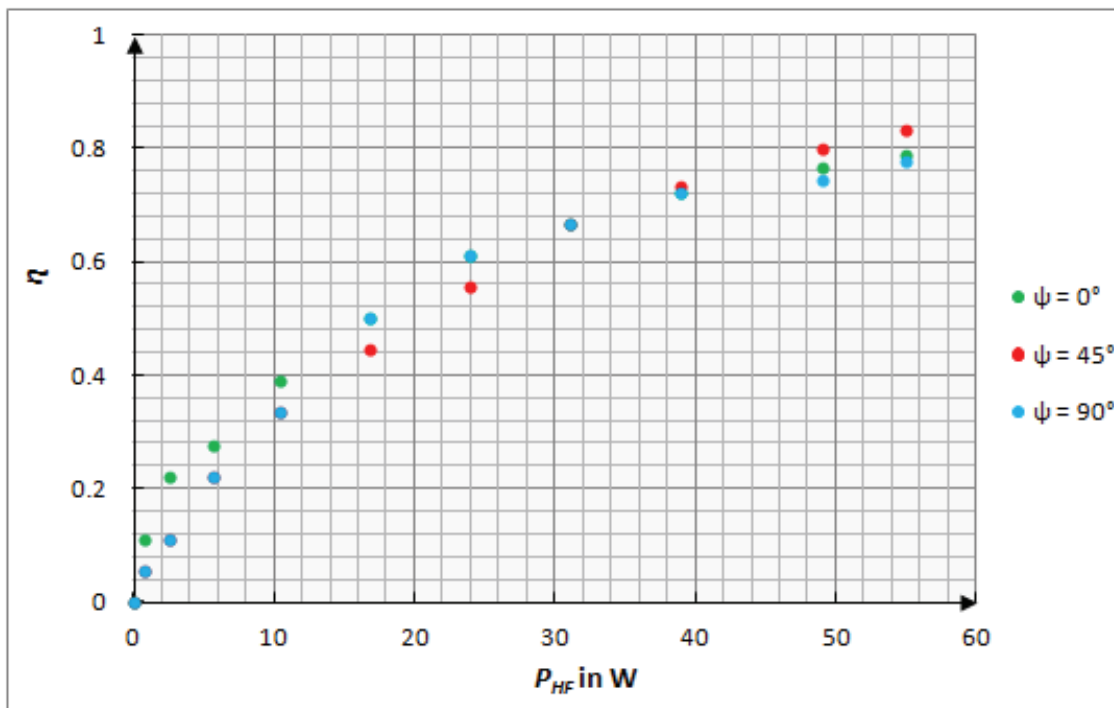


Abb. 3-12 Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Polarisationszustands beim AOM 1

Da der AOM 1 für den Einsatz unpolarisierter Laserstrahlung optimiert war, konnte keine Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der Lage der Schwingungsrichtung der elektromagnetischen Feldstärkevektoren im Raum mit diesem Bauteil festgestellt werden (Abb. 3-12). Die erzielte maximale Beugungseffizienz beträgt für alle drei Kurvenverläufe 80 % bei der größten eingestellten HF-Leistung $P_{HF} = 55$ W.

3.1.2.2 Untersuchungen mit dem AOM 2

Die Bestimmung der Beugungseffizienz des AOM 2 erfolgte in Verbindung mit dem linear polarisierten Faserlaser. Die Polarisationsrichtung des Faserlasers erwies sich über den gesamten betrachteten optischen Leistungsbereich von 4 bis 330 W als stabil. Aus diesem Grund erfolgten die Messungen nur bei einer optischen Leistung. Um den Einfluss der Polarisation auf die Beugungseffizienz zu klären, wurde in einem ersten Schritt die Lage der Schwingungsrichtung der elektrischen Feldstärkevektoren bestimmt (Abb. 3-13).

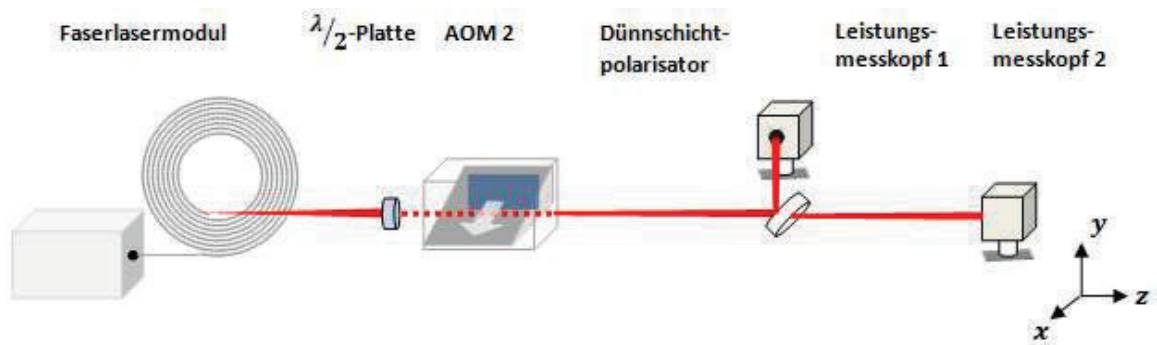


Abb. 3-13 Experimentelle Anordnung zur Bestimmung des Polarisationszustands der Faserlaserstrahlung

Mittels einer hinter dem Kollimator angeordneten $\lambda/2$ -Platte wurde der Polarisationswinkel der Laserstrahlung so eingestellt, dass die Schwingungsrichtung parallel zur Ausbreitungsrichtung der Schallwelle orientiert war (Abb. 3-10 a). Dies entspricht dem Winkel $\psi = 0^\circ$ in Abb. 3-14. Dies wurde mittels eines als Analysator agierenden Dünnschichtpolarisators kontrolliert. Dieser reflektierte bei einem Drehwinkel von 45° , bezogen auf die Wellenfrontnormale des Laserstrahls, den senkrechten Anteil der Laserstrahlung zu 99,5 %. Für die Messung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit der Polarisation wurde der in Abb. 3-13 skizzierte Leistungsmesskopf 1 und der Polarisator entfernt.

Abb. 3-14 zeigt die Beugungseffizienz in Abhängigkeit der HF-Leistung für drei unterschiedliche Polarisationsrichtungen.

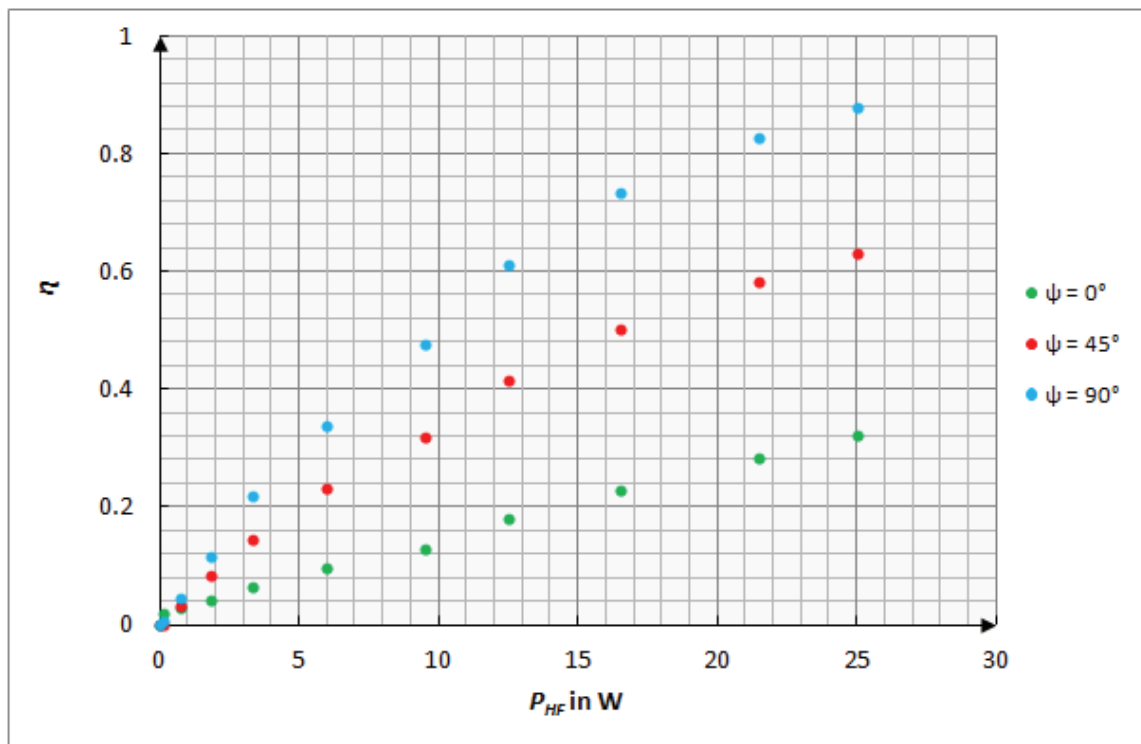


Abb. 3-14 Einfluss des Polarisationszustands auf die Beugungseffizienz des AOM 2

Das Diagramm zeigt einen Unterschied in der minimal und maximal erreichten Beugungseffizienz bei den Polarisationswinkeln von 0 ° und 90 ° von 55 %. Während mit einem Polarisationswinkel von 90 ° 87 % Beugungseffizienz erzielt werden können, sind es lediglich 32 % bei paralleler Schwingungsrichtung des elektrischen Feldstärkevektors bezogen auf den Wellenzahlvektor \vec{K} der Schallwelle. Bei einem Polarisationswinkel von 45 ° können noch 63 % Beugungseffizienz erzielt werden. Da der elektrische Feldstärkevektor in eine senkrechte und eine parallel Komponente zerlegt werden kann, welche unterschiedliche Brechzahlgradienten nach (6) erfahren, ist die Effizienz höher als bei einem Winkel von 0 °. Bei paralleler Polarisation bezogen auf die akustische Schallwellenfront ist der Brechzahlgradient am geringsten, die Effizienz erreicht jedoch noch 32 %.

Bei Laserstrahlung, deren elektrischer Feldstärkevektor zusammen mit der akustischen Ausbreitungsrichtung einen Winkel $\psi = 0^\circ$ einschließt, bestimmt die Komponente p_{11} das Ausmaß der mechanisch induzierten Anisotropie und damit, wie stark die Verformung der optischen Indikatrix ist (5). Da $p_{11} < p_{12}$, ist der Beitrag der Komponente p_{12} zum Brechzahlgradient größer. Aufgrund des tensoriellen Charakters ergibt sich für parallel zur Ausbreitungsrichtung der Schallwelle polarisierte Strahlung eine andere Brechzahldifferenz als senkrecht dazu. Es gilt nach (6):

$$\Delta n_{\parallel} = -\frac{n_0^3}{2} \cdot p_{11} \cdot S \qquad \Delta n_{\perp} = -\frac{n_0^3}{2} \cdot p_{12} \cdot S$$

Die Brechzahländerung ist proportional zu der Verformung S , die durch die akustische Welle induziert wird. Es folgt, dass $\Delta n_{\parallel} < \Delta n_{\perp}$. Da die Komponente p_{ij} in den Gütefaktor M_2 eingeht, bestimmt der Brechzahlgradient nach (11) wiederum den Phasenversatz und damit die Beugungseffizienz.

$$M_2 = \frac{n_0^6 \cdot p_{ij}^2}{\rho \cdot v_a^3} \quad (8) \qquad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{b}{h}} \cdot P_{ak} \cdot M_2 \quad (11) \qquad \eta = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (12)$$

In Abb. 3-15 sind die theoretischen Kurvenverläufe der Beugungseffizienz für die beiden Parameter p_{11} und p_{12} bis zu einer HF-Leistung von 100 W aufgetragen. Die Messpunkte in Abb. 3-15 entsprechen den Werten aus Abb. 3-14 unter den in Tabelle 3-3 dargestellten Parametern beim AOM 2. Der blaue Kurvenverlauf steht für einen Polarisationswinkel von 90 °, der grüne Verlauf für einen Winkel $\psi = 0^\circ$. Es ist erkennbar, dass die gemessenen Werte in guter Übereinstimmung zum theoretisch berechneten Modell einzuordnen sind. Der Wirkungsgrad η_p wurde mit 17 % approximiert.

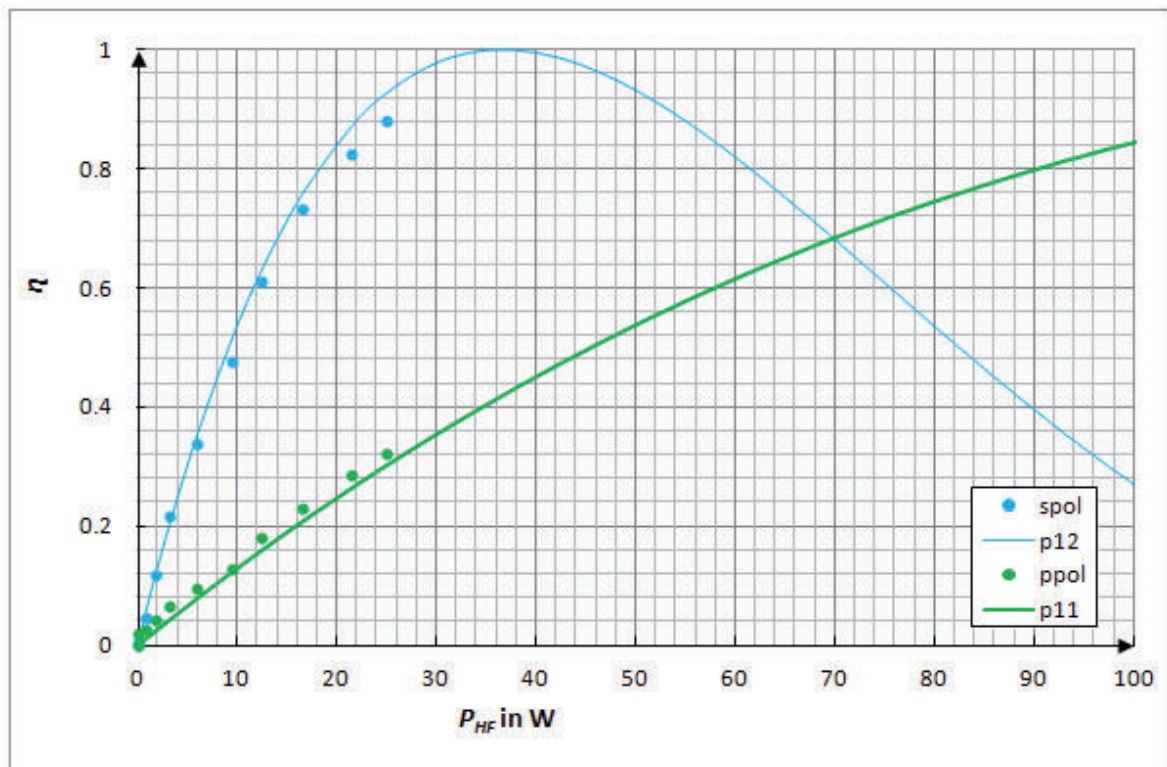


Abb. 3-15 Unterschiede in der Beugungseffizienz bei den photoelastischen Komponenten p_{11} und p_{12} , $\psi = 0^\circ$ - grüner Kurvenverlauf, $\psi = 90^\circ$ - blauer Kurvenverlauf

Verglichen mit den in Abb. 3-15 dargestellten theoretischen Kurvenverläufen für Laserstrahlung unterschiedlicher Polarisationsrichtung wird bei einem Polarisationswinkel $\psi = 90^\circ$ bereits bei kleineren akustischen Leistungen eine höhere Effizienz als bei $\psi = 0^\circ$ erreicht. Ab einer HF-Leistung von ca. 40 W geht die Effizienz für p_{12} zurück und folgt dem \sin^2 -Verlauf, der durch die theoretischen Formeln beschrieben wird. Mit Erhöhung der HF-Leistung steigt die Beugungseffizienz für die Komponente p_{11} weniger stark an als für die Komponente p_{12} . Ähnliche Ergebnisse zur Polarisationsabhängigkeit der Beugungseffizienz wurden von [LiBo1985] erhalten. Er weist darauf hin, dass der charakteristische Verlauf von p_{11} und p_{12} von der Größe der HF-Leistung beeinflusst wird.

Die akustische Leistung bestimmt die Amplitude der Schallwelle, den maximalen Phasenversatz und daher die Beugungseffizienz (11), (12). Für maximale Beugungseffizienz muss der Phasenversatz $\Delta\varphi$ zwischen den Punkten auf der elektromagnetischen Wellenfront den Wert π annehmen. Bei dieser Phasendifferenz ist die Differenz in der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Punkte auf einer Phasenfront der elektromagnetischen Welle am größten. Das periodische Schwanken der Beugungseffizienz für die senkrechte Komponente (p_{12}) in Abhängigkeit der HF-Leistung ist darauf zurückführbar, dass durch Erhöhung der HF-Leistung auch der Phasenversatz

größer wird. Dadurch variiert die Beugungseffizienz periodisch (12) und wird minimal, wenn gilt $\Delta\varphi = m \cdot 2\pi$.

3.1.2.3 Analyse der internen Arbeitsweise des AOM 1

Wie schon in Abb. 2-6 gezeigt, ist der zeitliche Verlauf des Schaltvorgangs von der Position des Laserstrahls im Modulator abhängig. Durch eine gezielte Dejustage sowie durch die definierte Einstellung des Polarisationswinkels konnte die interne Arbeitsweise des AOM 1 hinsichtlich der Beugungseffizienz und Schaltzeit charakterisiert werden. Der Versuchsaufbau entspricht der schematischen Darstellung in Abb. 2-4. Erneut wurde statt strahlformender Elemente ein Dünnschichtpolarisator sowie eine $\lambda/2$ -Platte vor dem AOM im Strahlengang platziert. Mit ihr wurde die Polarisationsrichtung des Laserstrahls gezielt eingestellt.

Die Dejustage erfolgte so, dass die Schallwelle eines Teil-AOM, der als Schallwandler 1 in Abb. 3-16 gekennzeichnet ist, den Laserstrahl deutlich eher erreicht als die Schallwelle des anderen Teil-AOM. Die nachfolgende Abb. 3-16 zeigt die Apertur des AOM 1 und die Position des Laserstrahls. Die Pfeile im Strahl kennzeichnen die jeweilige Schwingungsrichtung des elektrischen Feldstärkevektors. Die Pfeile im rechten Bild kennzeichnen zusätzlich die Ausbreitungsrichtung der akustischen Wellenfronten.

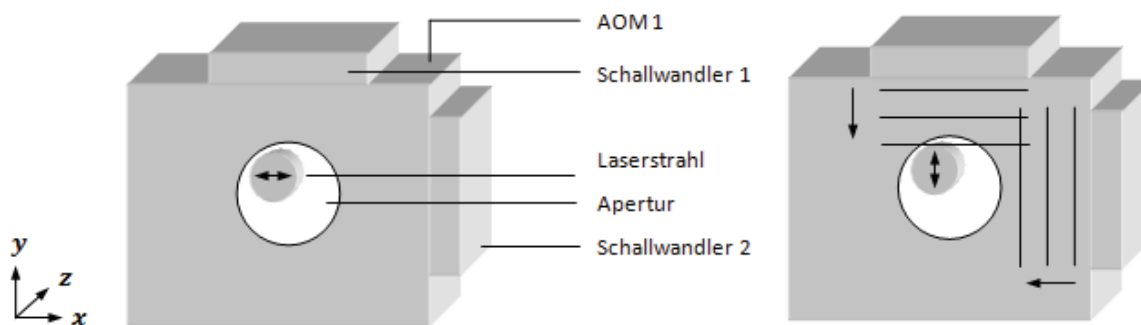


Abb. 3-16 Schematische Darstellung der gezielten Dejustage zur Untersuchung des AOM 1 hinsichtlich der Beugungseffizienz und Schaltzeit, links: $\psi = 90^\circ$, rechts: $\psi = 0^\circ$

Das Diagramm in Abb. 3-17 zeigt die Schaltflanken bei drei unterschiedlichen Polarisationswinkeln der Laserstrahlung. Diese wurden mittels der Fotodiode registriert.

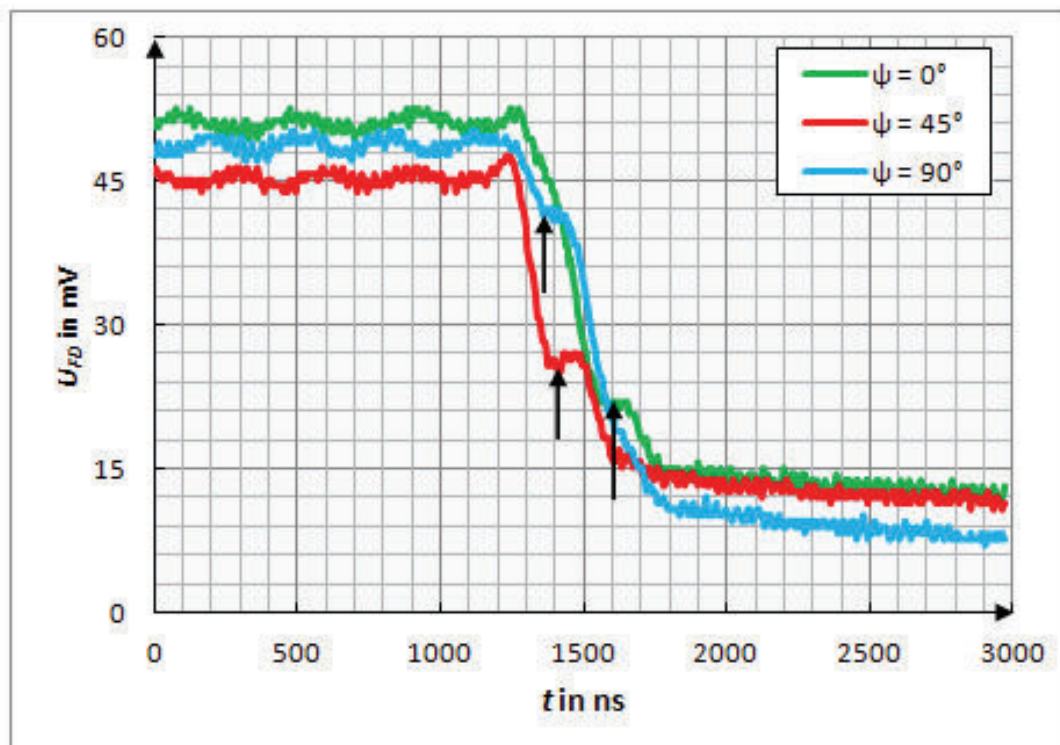


Abb. 3-17 Einfluss des Polarisationszustands des Laserstrahls auf die Schaltflanke beim AOM 1

Die Pfeile deuten jeweils ein Plateau in der Schaltflanke an. Der rote Kurvenverlauf zeigt dieses Plateau genau in der Hälfte des abfallenden Signals bei einem Drehwinkel der Schwingungsebene der Feldstärkevektoren von $\psi = 45^\circ$. Dadurch, dass das Plateau in der Hälfte des abfallenden Signals erscheint, wird deutlich, dass beide AOM im Gehäuse gleichermaßen am Schaltvorgang beteiligt sind. Dies ist auf den Polarisationswinkel von 45° zurückzuführen. Er kann in eine senkrechte und waagerechte Komponente zerlegt werden. Über den Vergleich zwischen dem Fotodiodensignal vor dem Abfallen der Flanke und danach kann direkt auf die Beugungseffizienz geschlossen werden. Der Signalabfall erfolgt von einem Spannungswert von 45 mV auf ca. 9 mV. Dies entspricht einer Beugungseffizienz von ca. 80 % (Abb. 3-12). Der grün dargestellte Kurvenverlauf zeigt die Schaltflanke bei einem Drehwinkel $\psi = 0^\circ$. Es wird erkennbar, dass die relative Beugungseffizienz sich zugunsten des Teil-AOM verschoben hat, dessen akustischer Wellenzahlvektor senkrecht zur Polarisationsrichtung des Laserstrahls zeigt. Der Teil-AOM, durch den die akustische Welle zuerst verläuft beugt deutlich mehr Strahlungsleistung. Der zweite Teil-AOM trägt hingegen nur noch wenig zur Beugung bei. Für einen betrachteten AOM ändert sich die Effizienz in Abhängigkeit des Polarisationszustands des Laserstrahls. Die Dejustage wirkt sich jedoch nicht auf die Gesamtbeugungseffizienz aus. Sie bleibt konstant, da beide Teil-AOM betrachtet werden müssen. Bei einem Drehwinkel $\psi = 90^\circ$ (blauer Kurvenverlauf) dreht sich dieses Verhältnis um. Unabhängig von der Justage ist die Schaltzeit für beide Teilabschnitte gleich groß.

3.1.3 Einfluss der optischen Leistung

Um den Einfluss auf die Beugungseffizienz des AOM 2 zu klären, wurde in Abhängigkeit der HF-Leistung die optische Ausgangsleistung des Faserlasers im Bereich von 4 bis 330 W variiert. Bei diesem Experiment wurde nur der Faserlaser betrachtet, da sich beim Nd:YAG-Laser mit Erhöhung der optischen Leistung auch der Strahldurchmesser veränderte. Der Strahlradius bezieht sich auf die z-Position im AOM. Die Experimente wurden mit den folgenden Parametern durchgeführt.

Tabelle 3-4 Parametersatz zur Bestimmung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit der optischen Leistung

$w_{0,86}$ ($z = 800$ mm) in mm							
Aufweiter	Linsensystem	P_{opt} in W					
	0,4	4	60	100	150	220	330
	0,7	4	60	100	150	220	330
1,5		4	60	100	150	220	330

Bei den erzeugten Taillenradien $w_{0,86} < 1$ mm kam es bei den Messungen zur Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der optischen Leistung im hohen Leistungsbereich von 330 W zu einem Anstieg des Strahlradius des Laserstrahls auf 8 mm. Dies führte zu einer Beschneidung des Strahls durch die Blende, die lediglich zur Selektion der Beugungsordnungen diente und den verkleinerten Strahl bei niedrigeren optischen Leistungen nicht wesentlich in dessen Propagation beeinträchtigte. Die Veränderung der Strahlpropagation wird auf das Auftreten eines thermischen Linseneffekts zurückgeführt. Um die anderen optischen Bauteile durch eine veränderte Propagation des Laserstrahls nicht zu gefährden, wurde auf eine Erhöhung der Leistung auf $P_{opt} = 400$ W verzichtet. Die Thermographie des Linsensystems ergab bei der Linse L2 (Abb. 2-12) eine kritische Temperatur von 85 °C, während die anderen optischen Komponenten im Strahlengang deutlich niedrigere Temperaturen aufwiesen.

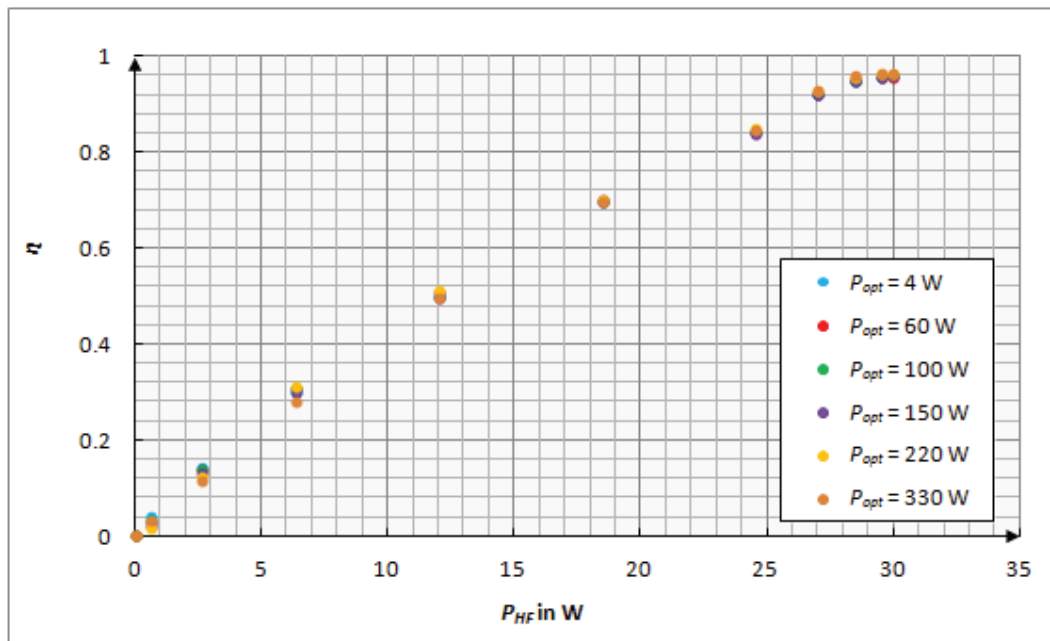


Abb. 3-18 Beugungseffizienz unter Variation der optischen Ausgangsleistung, $w_{0,86} = 1,5 \text{ mm}$

Im Abschnitt 3.1.1 wurde bereits gezeigt, dass die Größe des Laserstrahlradius die Effizienz beeinflusst. Abb. 3-18 beweist eine gleichermaßen hohe Effizienz für alle optischen Leistungen bei hinreichend großem Strahldurchmesser des Laserstrahls. Die HF-Leistung von 30 W reicht aus, um eine Effizienz von 97 % zu erreichen Während sowohl bei den größten eingestellten Strahlradien von 1,5 mm und bei den kleinen Strahlradien von 0,4 mm keine Verschlechterung der Beugungseffizienz bei unterschiedlichen optischen Leistungen gemessen werden konnte (Abb. 3-18), gab es im Bereich $w_{0,86} = 0,6 - 0,7 \text{ mm}$ durchaus eine Abhängigkeit. Dies ist in Abb. 3-19 dargestellt.

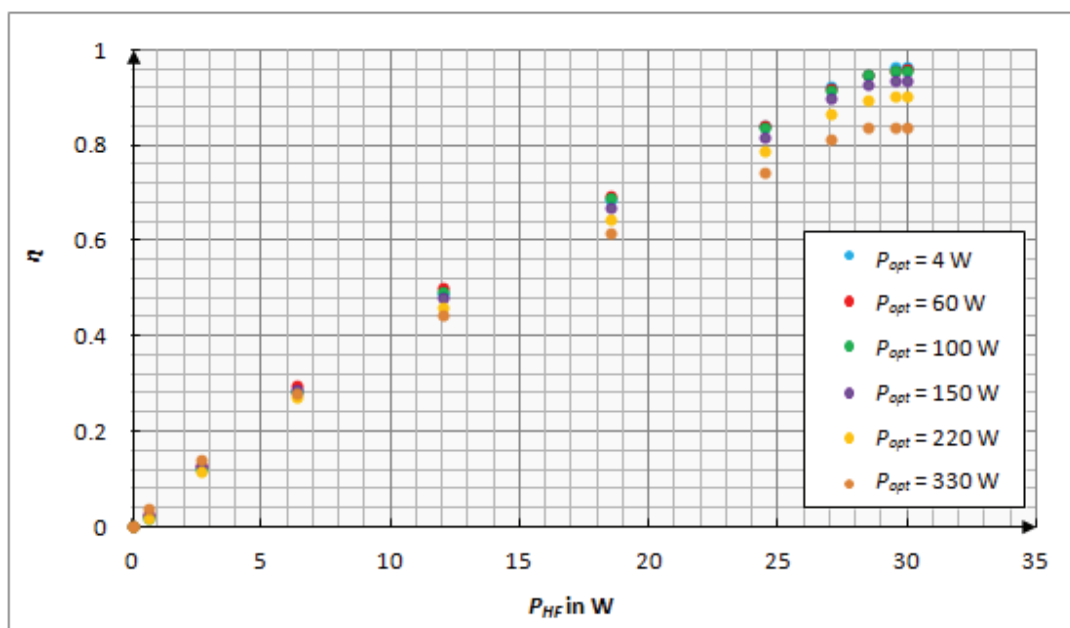


Abb. 3-19 Beugungseffizienz unter Variation der optischen Ausgangsleistung, $w_{0,86} = 0,7 \text{ mm}$

Bei einem kleinerem Laserstrahlradius $w_{0,86} = 0,7$ mm ist für kleine applizierte HF-Leistungen die Effizienz für alle optischen Leistungen gleichermaßen groß. Während bei $P_{HF} = 6$ W die Effizienz für alle optischen Leistungen rund 29 % beträgt, wird ab einer HF-Leistung von ca. 13 W eine unterschiedliche Beugungseffizienz für die einzelnen optischen Leistungen erkennbar. Bei $P_{HF} = 18$ W werden bei 4 W optischer Leistung 69 % Beugungseffizienz realisiert, während es bei 330 W Laserleistung nur 62 % sind. Bei einer maximalen HF-Leistung von 30 W ist der Unterschied noch stärker. Die Beugungseffizienz beträgt 96 % für 4 W und 84 % für 330 W optische Ausgangsleistung.

Für den Strahlradius $w_{0,86} = 0,7$ mm erhöhte sich bei Verringerung der optischen Leistung die Beugungseffizienz im hohen HF-Leistungsbereich, während dies für einen $w_{0,86} = 0,4$ mm keine Verbesserung bewirkte (Abb. 3-21). Die Effizienz bei $w_{0,86} = 0,7$ mm ist für hohe Leistungen schlechter ist als für geringe Leistungen. Mit kleineren Strahldurchmessern des Laserstrahls steigt die Intensität, die auf die Schallwelle einwirkt.

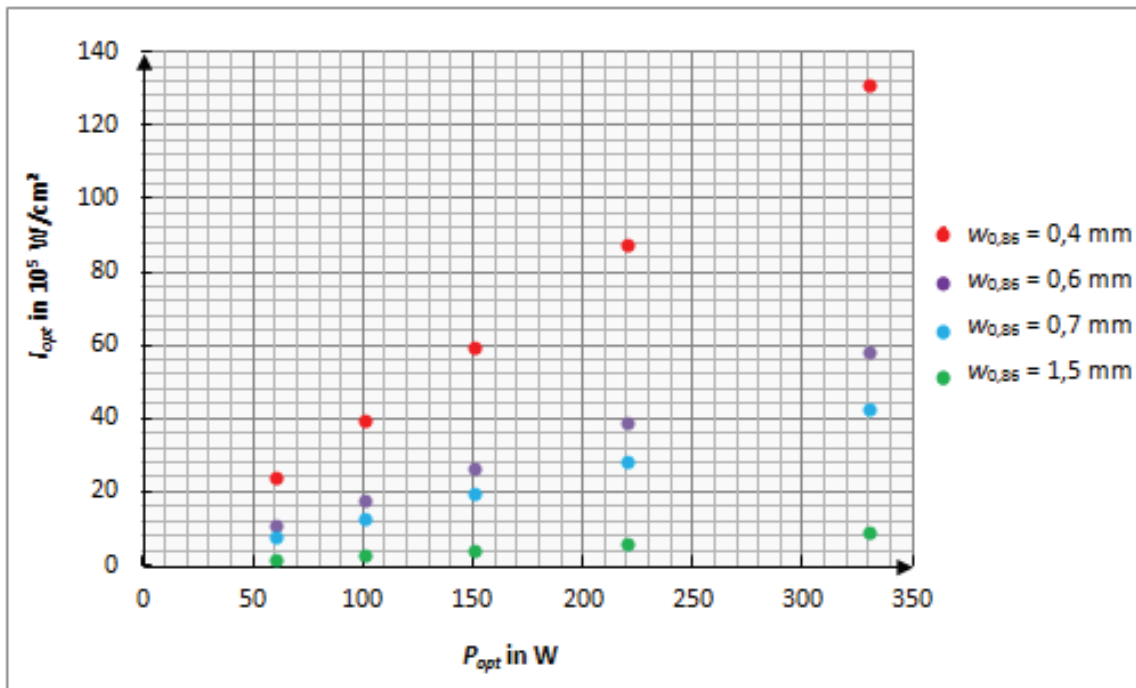


Abb. 3-20 Spitzenintensität für unterschiedliche Strahlradien in Abhängigkeit der optischen Leistung

In Abb. 3-21 ist erkennbar, dass die Effizienz für alle optischen Leistungen gleichermaßen nur ca. 60 % erreicht. Die niedrige Effizienz kann durch den geringen Strahlradius begründet werden.

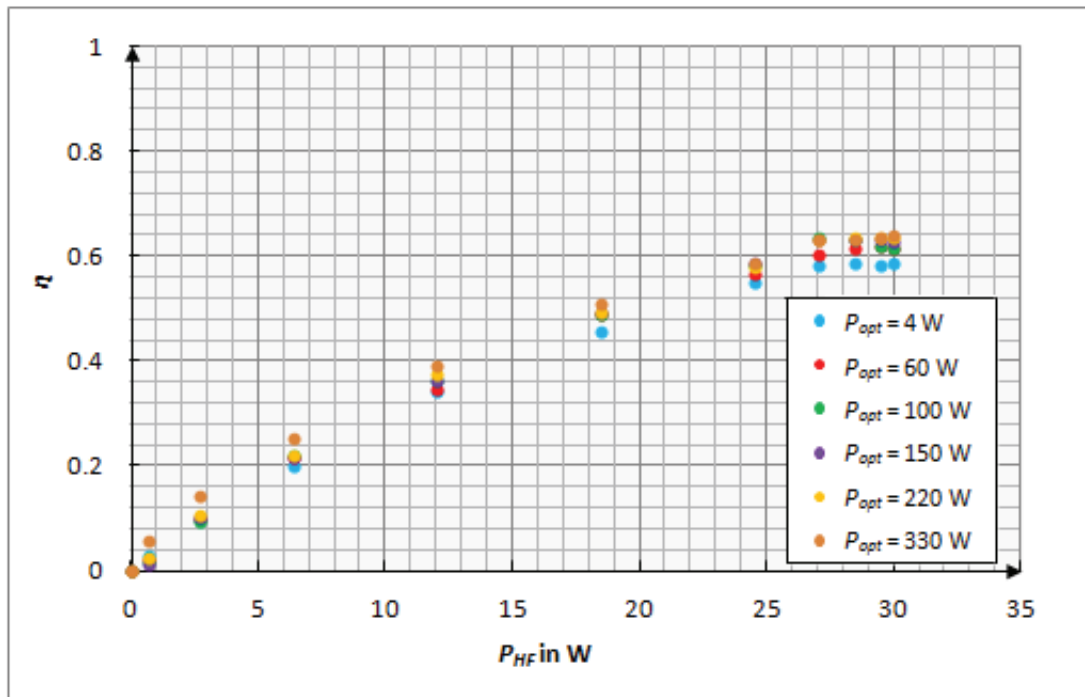


Abb. 3-21 Entwicklung der Beugungseffizienz als Funktion der HF-Leistung, $w_{0,86} = 0,4$ mm

In den zur Verfügung stehenden Literaturquellen und nach Rücksprache mit dem Hersteller der Güteschalter konnte kein empirischer Nachweis ermittelt werden, der auf die Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der optischen Leistung hinweist. Dennoch deuten die Messergebnisse zumindest bei einzelnen Strahlradian darauf hin, dass bei einer gegebenen HF-Leistung, die im Prinzip einen Brechzahlunterschied im Material repräsentiert, der Wert Δn bei zu hoher optischer Intensität nicht mehr ausreichend ist, um einen Energietransfer zwischen den Beugungsordnungen zu ermöglichen (9). Eine mögliche Erklärung liefert die infolge hoher Spitzenintensitäten thermische Beanspruchung des Materials bei kleinen Strahlradian, wie Abb. 3-20 zeigt. Bei Strahlradian $w_{0,86} = 1,5$ mm ist die Strahlquerschnittsfläche im AOM groß genug, so dass die Spitzenintensität unkritisch (Abb. 3-20) und die Beugungseffizienz gleichermaßen hoch ist für alle optischen Leistungen (Abb. 3-18). Für sehr kleine Strahlradian ist die Effizienz ebenfalls unabhängig von der optischen Leistung mit rund 60 % gleichermaßen gering (Abb. 3-21). Lediglich im Übergangsbereich bei $w_{0,86} = 0,7$ mm scheint die Spitzenintensität die Beugungseffizienz zu beeinträchtigen.

Für die Fokussierung des Laserstrahls wurden Sammellinsen aus N-BK7 genutzt. Der Temperaturkoeffizient der Brechzahl beschreibt, wie stark ein Material seine Brechzahl infolge einer Temperaturerhöhung verändert. Er führt zum Ausbilden eines thermischen Linseneffekts, der zu einer Veränderung des Strahlprofils, der Strahlausbreitung und einer Tailenvergrößerung im AOM führen kann. Da dieser thermo-optische Koeffizient der Brechzahl $\frac{dn}{dT}$ von N-BK7 größer ist als für

Quarzglas, ist Quarzglas bei Anwendungen im hohen Leistungsbereich Optiken aus N-BK7 vorzuziehen.

Mit der nachfolgenden Fehlerrechnung soll die Angabe der Messwerte durch den Leistungsmesskopf überprüft werden. Die Messung der Leistung erfolgt über Thermopile, die infolge einer Temperaturerhöhung eine elektrische Spannung generieren, die der Temperaturerhöhung proportional ist. Darüber können Rückschlüsse auf die Leistung erfolgen. Der Wirkungsgrad der Beugung wurde aus dem Verhältnis $1 - P/P_{opt}$ gebildet. Der Leistungsmesskopf trägt demnach wesentlich zur Richtigkeit der angegebenen Effizienzwerte bei. Ein für diese Komponente berechneter relativer Messfehler setzt sich aufgrund der Leistungsangaben P und P_{opt} aus zwei Summanden zusammen. Die Berechnung des relativen Messfehlers erfolgt mittels des totalen Differentials und partieller Differentiation:

$$\Delta\eta = \left| \frac{\partial\eta}{\partial P} \cdot \Delta P \right| + \left| \frac{\partial\eta}{\partial P_{opt}} \cdot \Delta P_{opt} \right|$$

Die partielle Ableitung ergibt

$$\Delta\eta = \left| -\frac{1}{P_{opt}} \cdot \Delta P \right| + \left| \frac{P}{P_{opt}^2} \cdot \Delta P_{opt} \right| \quad (24)$$

Für P_{opt} ist der Wert einer optischen Leistung einzusetzen. Der Beitrag des Leistungsmesskopfs zur Messungenauigkeit wurde laut Datenblattangabe mit einem relativen Fehler von 1 % eingestuft. Der relative Messfehler für ΔP_{opt} und ΔP beträgt demnach 2 %. Der maximale relative Fehler ergibt sich aus

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{\left| -\frac{1}{P_{opt}} \cdot \Delta P \right| + \left| \frac{P}{P_{opt}^2} \cdot \Delta P_{opt} \right|}{1 - \frac{P}{P_{opt}}}$$

In Abb. 3-22 sind die Messkurven für drei optische Leistungen für $w_{0,86} = 0,7$ mm dargestellt. Zusätzlich ist die Messunsicherheit für jede Messkurve eingezeichnet.

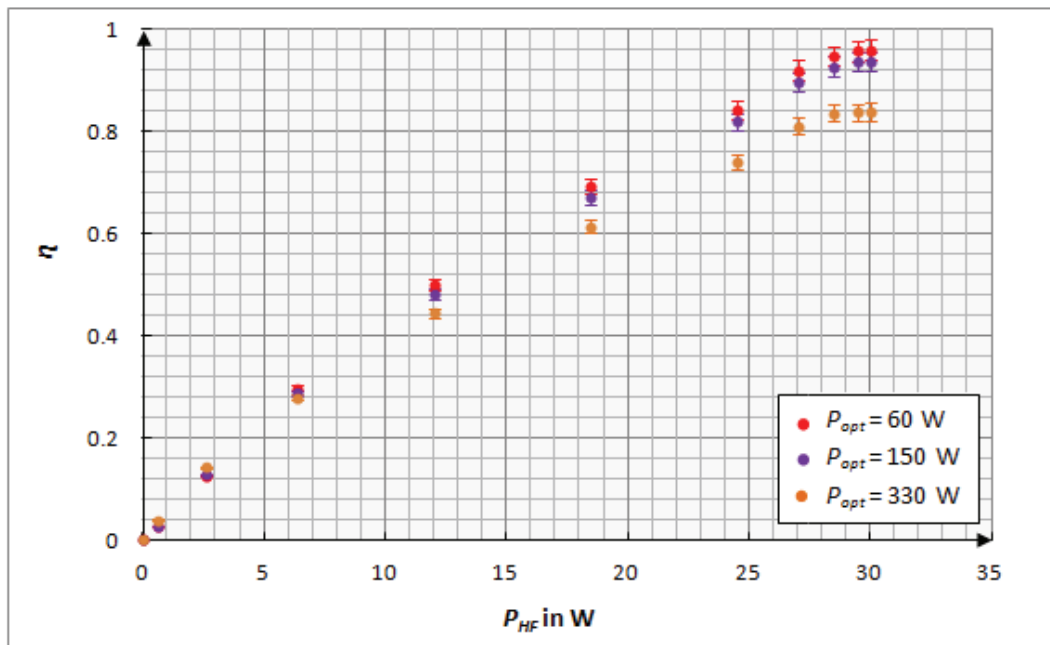


Abb. 3-22 Relative Messungenaugigkeit des Leistungsmesskopfs bei der Bestimmung der Effizienz, $w_{0,86} = 0,7$ mm

Es zeigt sich, dass die Unterschiede in der erreichten Effizienz bei den drei optischen Leistungen signifikant sind und nicht auf den Messfehler zurückgeführt werden können. Die Auswertung ergab, dass die Größe des relativen Fehlers für alle Strahlradian und optischen Leistungen annähernd gleich groß war, so dass die Darstellung einer Auswahl an Kurvenverläufen ausreichend ist. Es ist erkennbar, dass mit steigender HF-Leistung der absolute Fehler für alle optischen Leistungen ansteigt.

3.2 Schaltzeit

3.2.1 Einfluss des Strahldurchmessers

Die Schaltflanken wurden bei beiden AOM mit einer schnellen Si-Photodiode, die eine Anstiegszeit von rund 1 ns besaß, mittels eines Oszilloskops aufgenommen. Die Schaltzeit wurde bei maximaler HF-Leistung gemessen. Diese betrug beim AOM 1 55 W und beim AOM 2 30 W. Die Taktfrequenz, mit der das hochfrequente HF-Signal zeitlich moduliert wurde, betrug $f_{FG} = 10$ kHz. Die angegebenen Strahlradian beziehen sich auf die z-Position an der Stelle des AOM. Folgende Untersuchungen wurden durchgeführt (Tabelle 3-5).

Tabelle 3-5 Eingestellte optische Leistungen und Strahlradien zur Messung der Schaltzeit beider AOM

AOM 1	$w_{0,86}$ (z = 1800 mm) in mm			Laser	AOM 2	$w_{0,86}$ (z = 800 mm) in mm		Laser
P_{opt} in W	1	10	16	Nd:YAG	P_{opt} in W	60	100	Faserlaser
	0,09	0,24	1			0,4		
	0,12	0,28	1,7			0,6		
	0,15	0,54	2			0,7		
	0,17	0,78	2,2			1,5		
	-	0,93	-			-		

In der nachfolgenden Abb. 3-23 ist das Schaltsignal des Nd:YAG-Laserstrahls mit 2,2 mm Radius einem Strahlradius von 0,26 mm gegenübergestellt. Die unterschiedlichen Spannungspegel sind auf die Positionierung der Fotodiode zurückzuführen. Während bei einem Strahlradius von 0,26 mm ein Reflex genutzt wurde, wurde bei 2 mm Strahlradius die Fotodiode unmittelbar hinter einer Zerstreuungslinse im Strahlengang positioniert. Die Größe des Signalpegels hat keinen Einfluss auf den zeitlichen Signalverlauf.

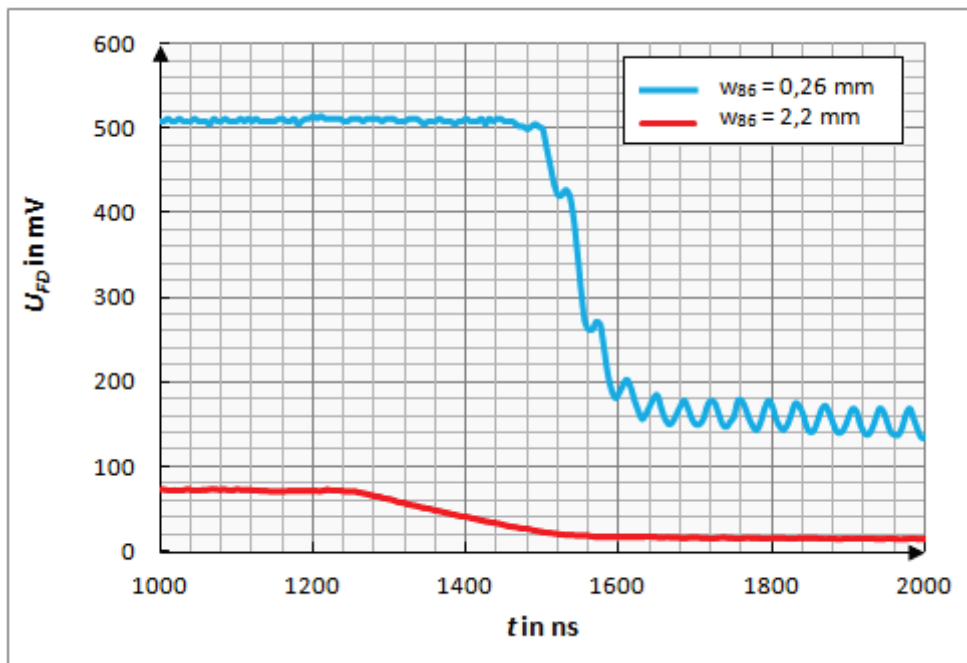


Abb. 3-23 Schaltzeiten von unterschiedlichen Strahlradien im Vergleich

Die Strahldurchmesser beider Laserstrahlen, deren Schaltsignal in Abb. 3-23 dargestellt ist, unterscheiden sich annähernd um den Faktor 10. Die Durchlaufzeit t_D der Schallwelle durch den opti-

schen Strahl betrug rund 280 ns für den Strahl mit $w_{86} = 2,2$ mm und 70 ns für den Strahl mit $w_{86} = 0,26$ mm. Anhand des blau dargestellten Signalverlaufs wird deutlich, dass das Fotodiodensignal nach dem Abfallen der Flanke, nachdem die akustische Welle den Laserstrahl erreicht hat, hochfrequent moduliert ist. Diese Frequenz entspricht der HF-Frequenz von 27 MHz. Dies ist bei größeren Strahlradien, wie hier am Beispiel von $w_{86} = 2,2$ mm gezeigt, nicht der Fall. Der Grund dafür ist vermutlich, dass die Abmessungen des Laserstrahls mit $w_{86} = 0,26$ mm ungefähr im Bereich der Periodenlänge der akustischen Schallwelle mit $220 \mu\text{m}$ liegen und damit das Auftreten von GRIN-Effekten wahrscheinlich wird (Abschnitt 3.2.2). GRIN-Effekte treten auf, wenn der zu schaltende Laserstrahldurchmesser im Bereich der Periodenlänge der Schallwellenlänge liegt. Anstelle von Beugungseffekten, die zur Schaltung führen, tritt Brechung auf, die dazu führt, dass der Strahl schnell abgelenkt wird, ähnlich wie durch einen Scanner. Dies wird von der Fotodiode registriert und äußert sich in der hochfrequenten Modulation ab einem Zeitpunkt $t \sim 1600$ ns. Da der Strahldurchmesser rund doppelt so groß wie die Periodenlänge der Schallwelle ist, tritt nicht nur Brechung, sondern auch Beugung auf, die zum Schalten eines Großteils der Laserleistung des Strahls führt.

Die im Abschnitt 1.2.1.4 zur theoretischen Beschreibung angenommene Abhängigkeit der Schaltzeit vom Laserstrahldurchmesser konnte in den Messungen bestätigt werden. Der Strahlradius des Nd:YAG-Laser wurde von 2,2 mm bis auf einen minimalen Fokusradius von etwa $90 \mu\text{m}$ verkleinert und stellt damit den kleinsten geschalteten Strahlradius dar. Für diesen Radius beträgt die Schaltzeit im AOM etwa 35 ns. Das entspricht einer Verkürzung der Schaltzeit im Vergleich zum maximalen Strahlradius von 2,2 mm um etwa 260 ns.

In Abb. 3-24 sind die Messwerte dem theoretischen Kurvenverlauf gegenübergestellt. Dieser berechnet sich mit der folgenden Gleichung [May1969, S. 352]:

$$t_D = \beta \cdot \frac{w_{86}}{v_a} \quad (25)$$

Die Ausbreitungskonstante β ist eine von den räumlichen Strahleigenschaften des Laserstrahls abhängige Größe. Für Strahlen mit gaußähnlicher räumlicher Intensitätsverteilung nimmt sie den Wert 1,3 an.

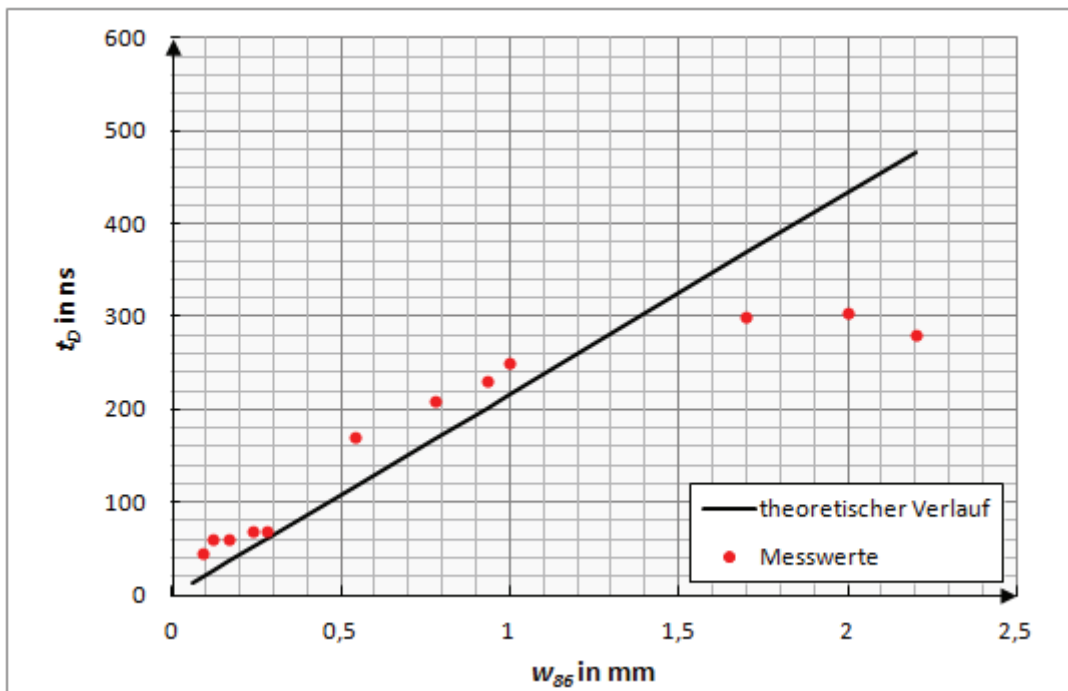


Abb. 3-24 Erreichte Schaltzeit in Abhängigkeit des Strahlradius beim AOM 1

Bei den drei kleinsten Strahlradien sind die Abweichungen zum theoretischen Kurvenverlauf deutlich. Die vermutete GRIN-Modulation bewirkt, dass nicht die gesamte optische Leistung geschaltet wird. Die Messung ist damit mit einem großen Fehler verbunden. Es ist erkennbar, dass für Strahlradien von 250 μm bis 1 mm die Messwerte annähernd mit dem theoretischen Verlauf vergleichbar sind. Die drei Strahlradien des Rohstrahls weichen hingegen deutlich vom linearen Anstieg ab. Für einen Strahlradius von 2,2 mm müsste die Schaltzeit laut theoretischem Modell ca. 460 ns betragen. Im Experiment wurde die Schaltzeit hingegen mit 280 ns bestimmt (Abb. 3-23). Der Grund für diese Abweichung konnte jedoch nicht ermittelt werden.

Mit Berechnung der Schaltzeit konnte bei Kenntnis der Schallausbreitungsgeschwindigkeit von rund $6000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in grober Näherung der geschaltete Laserstrahldurchmesser nachvollzogen werden. Damit konnte der effektive Laserstrahldurchmesser im AOM überprüft werden. Vor allem bei großen Strahlradien kam es dabei zu erheblichen Abweichungen zwischen eingestelltem und zurückgerechnetem Strahlradius, wie die Abb. 3-24 sowie Abb. 3-25 belegen. Für den in Zusammenhang mit dem Faserlaser eingesetzten AOM 2 wurden die nachfolgend dargestellten Schaltzeiten realisiert. Abb. 3-25 liefert zusätzlich Hinweise darauf, dass das Schaltverhalten unabhängig von der optischen Leistung ist.

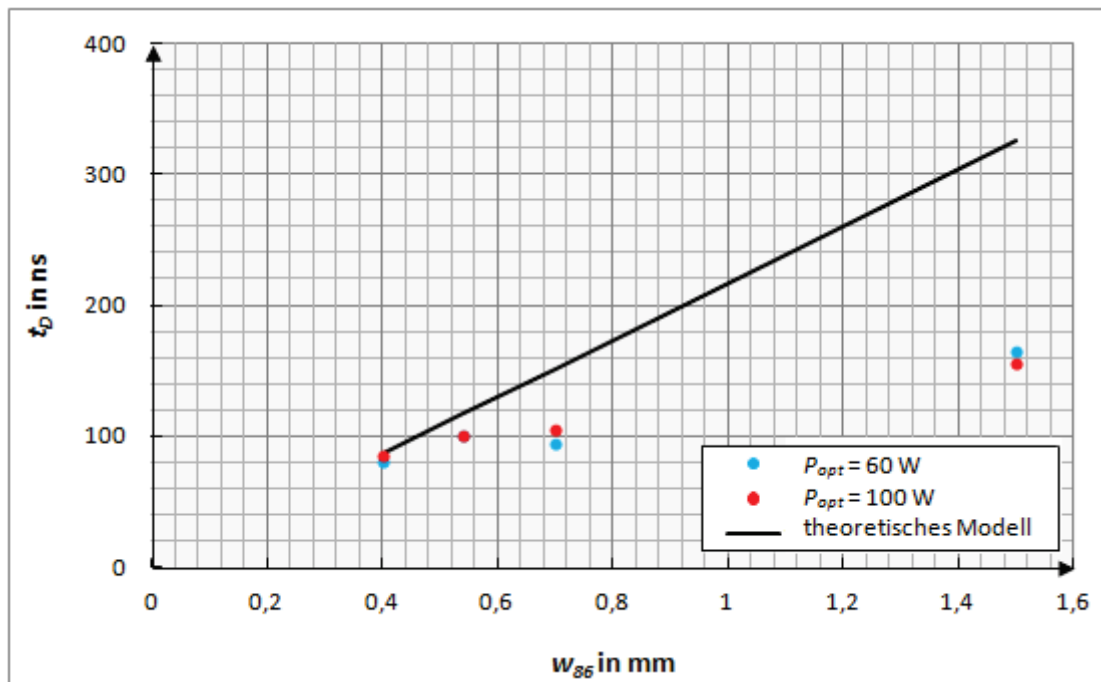


Abb. 3-25 Schaltzeit in Abhängigkeit des Strahlradius beim AOM 2 für 2 optische Leistungen

Auch die in Abb. 3-25 dargestellten Messwerte der Schaltzeit mit dem AOM 2 weichen ab einem Strahlradius von 0,5 mm stark von den theoretischen Kurvenverlauf ab. Möglicherweise bewirkt die hohe HF-Leistung eine deutliche Verkürzung der Schaltzeit im Vergleich zur Theorie. Der Vergleich beider Abb. 3-24 und Abb. 3-25 zeigt, dass mit dem AOM 2 deutlich kürzere Schaltzeiten bei ähnlichen Strahlradien erzielt wurden.

Tabelle 3-6 Vergleich der beiden Güteschalter hinsichtlich ihres Schaltverhaltens

	AOM 1	AOM 2
Eingestellter Strahlradius $w_{0,86}$ in mm	1,7	1,5
Schaltzeit t_D in ns	300	165
Zurückgerechneter Strahlradius $w_{0,86}$ in mm	1,8	1

Die Schaltzeiten für die beiden AOM zu den Werten aus Tabelle 3-6 sind in der nachfolgenden Abb. 3-26 veranschaulicht. Beide Signale erscheinen bereits vor dem Schalten verrauscht. Dies ist auf Störeinflüsse durch die Kabel zurückzuführen. Aufgrund des Strahlradius von 1,5 mm sind GRIN-Effekte auszuschließen.

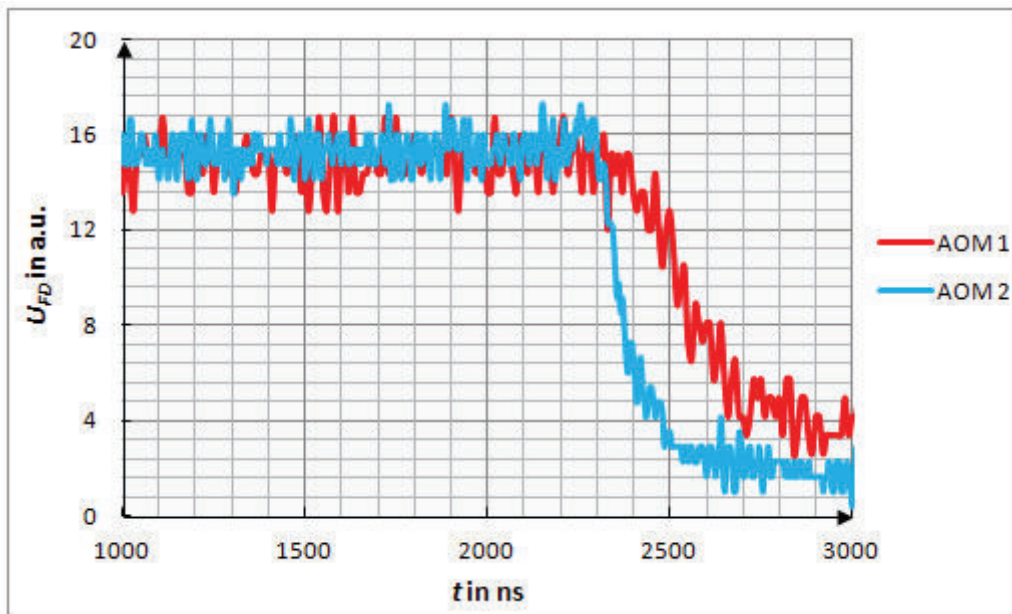


Abb. 3-26 Schaltflanke beider AOM im Vergleich, AOM 1: $w_{0,86} = 1,7$ mm, $P_{opt} = 1$ W, AOM 2: $w_{0,86} = 1,5$ mm, $P_{opt} = 60$ W

Als mögliche Ursache ist anzumerken, dass die besondere Anordnung der zwei Teil-AOM im AOM 1 zu Justagefehlern führte, die verlängerte Schaltzeiten zur Folge hatten, was während der Messung jedoch nicht als solches erkannt wurde. Den Einfluss der Justage auf die Schaltzeit sollen die nachfolgend angeführten Diagramme veranschaulichen.

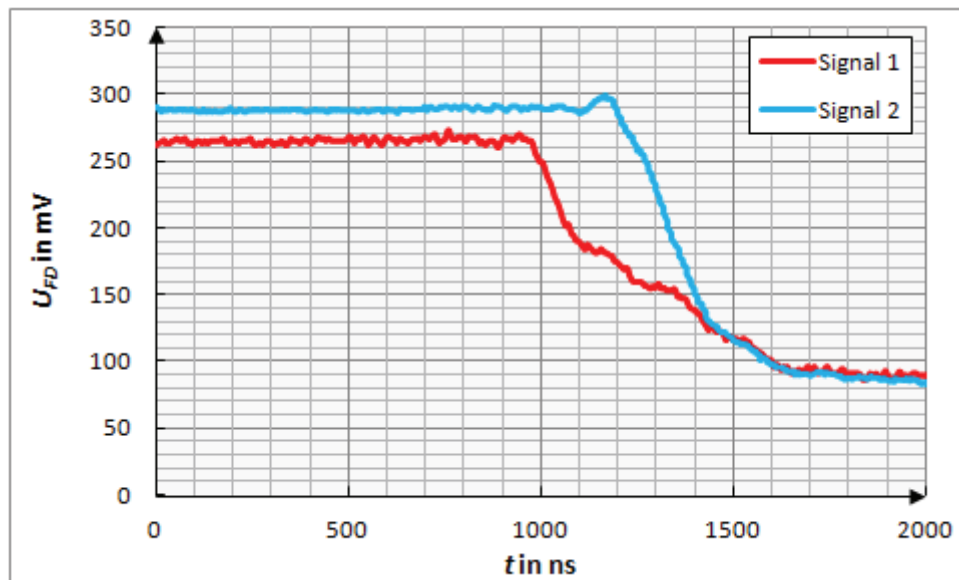


Abb. 3-27 Justagebedingte Verzerrung der Schaltflanke beim AOM 1, $w_{0,86} = 2$ mm, $P_{HF} = 55$ W, $P_{opt} = 10$ W

In Abb. 3-27 sind zwei Schaltsignalverläufe des AOM 1 dargestellt, die mittels der Fotodiode aufgenommen wurden. Obwohl beide Signale mit den gleichen Laserparametern und der gleichen HF-Leistung aufgenommen wurden, ergeben sich allein durch die Dejustage des Laserstrahls un-

terschiedliche Schaltzeiten. Für den rot dargestellten Kurvenverlauf beträgt sie $t_D = 300$ ns, für den blauen Signalverlauf $t_D = 470$ ns. Durch das Verkippen und Verschieben des AOM war es möglich, den Zeitpunkt, wann die elektromagnetische Welle vom Laserstrahl erfasst wird, zu beeinflussen. Die kürzeste Schaltzeit wird nur dann erreicht, wenn beide Schallwellen den Laserstrahl zum gleichen Zeitpunkt erreichen. Dies ist dann der Fall, wenn der Laserstrahl exakt mittig durch die Apertur verläuft. Schaltbilder wie der rot dargestellte Signalverlauf in Abb. 3-27 konnten hinsichtlich der Fehljustage erkannt und behoben werden. Allerdings weisen die starken Abweichungen der Schaltzeit zwischen dem AOM 1 und AOM 2 darauf hin, dass mitunter bereits geringe Dejustageeffekte die Schaltzeit maßgeblich beeinflussen können wenn sie nicht als solche erkannt wurden.

3.2.2 Gradientenindex-Modell

Gegenstand der Messungen zur Schaltzeit und Beugungseffizienz war zusätzlich, den kleinstmöglichen Laserstrahlradius zu bestimmen, der noch geschaltet werden konnte bzw. bei dem noch Beugung stattfand. Der theoretische Strahlradius, der gerade noch unterhalb der Zerstörschwelle des Güteschalters mit $w_{86} \cong 5$ μm lag, konnte berechnet werden. Allerdings bestand bereits für Laserstrahlradien kleiner der Periodenlänge der Schallwelle mit $\Lambda = 220$ μm die Vermutung, dass Strahlradien dieser Größe nicht mehr durch Beugung am akustischen Gitter moduliert werden, wie es in Abschnitt 1.2.2.1 für Laserstrahlen mit Durchmessern $2w_{86} > \Lambda$ beschrieben ist. Bei Laserstrahlen deutlich kleiner der Periodenlänge der Schallwelle die Modulation vergleichbar mit der Brechung in einem inhomogenen Medium ist. Das Gradientenindexmodell wird u.a. bei GRIN-Fasern angewendet, um Effekte wie Modendispersion zu kompensieren. Bei größeren Strahlradien werden mehrere Perioden des akustischen Gitters vom Laserstrahl erfasst werden und sich das Brechzahlprofil periodisch wiederholt. Das Modell des GRIN-Effekts bei der Schaltung kleiner Strahlradien wurde in ähnlicher Form bereits von [Adler1967, S. 48] erwähnt.

Abb. 3-28 zeigt einen senkrecht auf das akustische Gitter treffenden Laserstrahl mit ebenen Wellenfronten und einem Strahldurchmesser $2w_{86} \ll \Lambda$. Die Ausbreitung des akustischen Schallfeldes erfolgt in x -Richtung, die des elektromagnetischen Feldes in z -Richtung. Die Amplitude des Schallwechseldrucks bestimmt die Brechzahländerung (Gleichung (6)). Es sind je nach dem Ort, an dem die elektromagnetische Wellenfront von der akustischen Phasenfront erfasst wird, die folgenden Fallunterscheidungen zu treffen. Aufgrund der deutlich höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit des Laserstrahls im Vergleich zur Schallwelle handelt es sich um eine stationäre Betrachtung, d.h. es trifft zu einem Zeitpunkt t jeweils einer der folgenden Fälle zu.

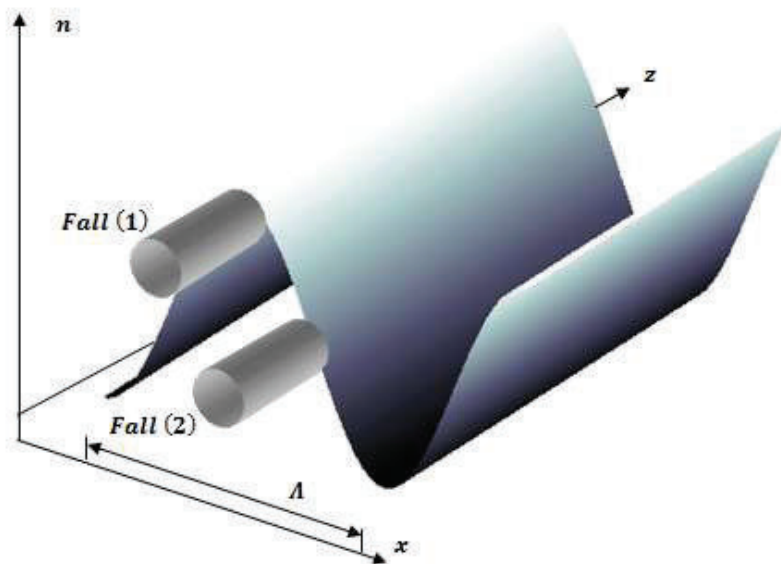


Abb. 3-28 Schematische Darstellung der Laserstrahlpropagation durch das akustische Schallfeld bei Tailenradien kleiner der Gitterperiode der Schallwelle

Trifft die Phasenfront des Laserstrahls mittig auf den Bereich der höchsten Materialdichte, an dem die Brechzahl lokal größer ist als in benachbarten Gebieten der Entspannung (Fall 1), dann breiten sich die Punkte auf einer Phasenfront nicht mehr mit der gleichen Geschwindigkeit aus, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle c im Medium aufgrund der Beziehung $c = \frac{c_0}{n}$ von der Brechzahl abhängig ist (c_0 – Vakuumlichtgeschwindigkeit). Es kommt infolgedessen zu einer Krümmung der zuvor ebenen Wellenfronten. Die Außenbereiche der Wellenfront des Laserstrahls bewegen sich schneller als innere Bereiche. Das führt zu einer Fokussierung. Eine Defokussierung des Laserstrahls ist der Fall, wenn das Auftreffen nicht beim Brechzahlmaximum, sondern um $\frac{\Lambda}{2}$ versetzt bei der niedrigsten Brechzahl erfolgt. Beim Auftreffen auf die Schallwelle in Übergangsbereichen zwischen Brechzahlminimum und –maximum erfolgt hingegen eine Ablenkung des Laserstrahls in Richtung der größeren Brechzahl (Fall 2). In jedem Fall werden die Wellenfronten des optischen Strahls durch das akustische Gitter deformiert.

Im Experiment konnte nachgewiesen werden, dass bei einer Verkleinerung des Laserstrahls auf $60\ \mu\text{m}$ keine diskreten Beugungsordnungen mehr auf der Blende entstanden, die bei hohen HF-Leistungen Ausdruck für die Effizienz des Schaltvorgangs sind. Vielmehr entstand eine kontinuierliche Intensitätsverteilung auf der Blende, die von der Größe des Beugungsfeldes war, das bei größeren Strahldurchmessern erzeugt wurde. Diese Beobachtung deckt sich mit den Ausführungen von [Klein1967, S. 127].

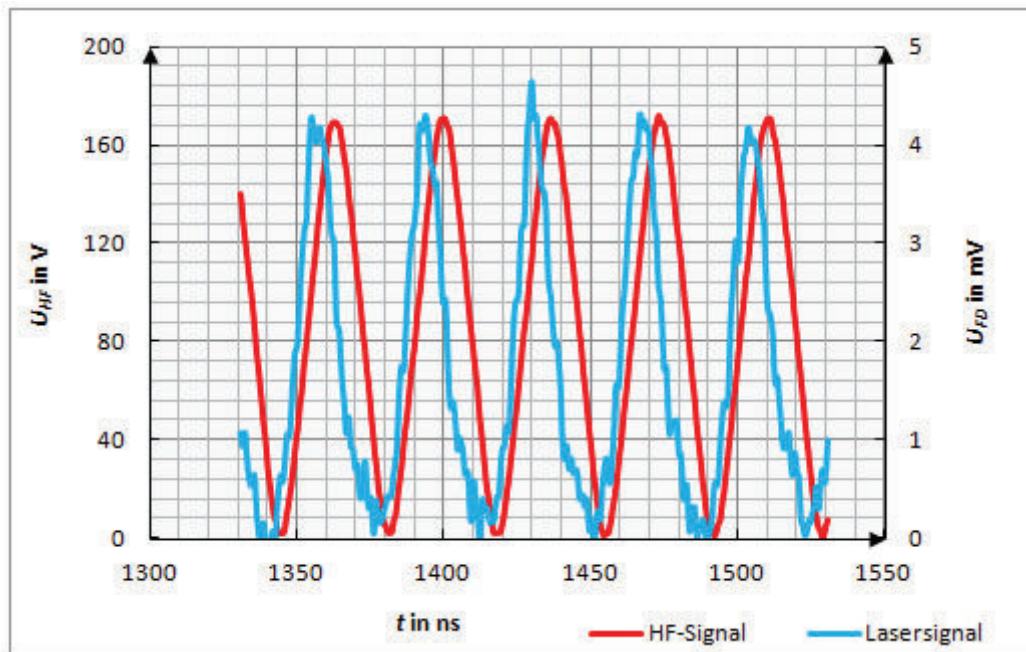


Abb. 3-29 GRIN-Effekt bei einem Tailenradius des Laserstrahls $w_{0,86} = 60 \mu\text{m}$, $P_{opt} = 1 \text{ W}$

Der blaue Kurvenverlauf in Abb. 3-29 stellt das Fotodiodensignal dar, das proportional zur Laserleistung ist. Mit der Anordnung der Fotodiode vor der Blende konnte gemessen werden, dass der Laserstrahl bei einem Radius $w_{0,86} = 60 \mu\text{m}$ dennoch mit der HF-Frequenz moduliert wurde (Abb. 3-29). Dies entspricht der beschriebenen Strahlablenkung. Der kleinste noch schaltbare Laserstrahlradius, bei dem gerade noch Beugungsordnungen erzeugt wurden, war einem Durchmesser von $180 \mu\text{m}$ etwas kleiner als die akustische Periodenlänge mit $\lambda = 220 \mu\text{m}$. Der nächste kleinere eingestellte Strahldurchmesser von $120 \mu\text{m}$ konnte nicht mehr geschaltet werden.

3.3 Wechselwirkung zwischen Schallwelle und Laserstrahlung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Schallwelle und Laserstrahlung vorgestellt. Dabei wurde zum einen der konkrete Zeitpunkt aufgenommen, in dem die Schallwelle vom Laserstrahl erfasst wird und die Auswirkungen dokumentiert. In einem weiteren Kapitel sollte das Strahlprofil über eine Distanz verfolgt und dabei messtechnisch erfasst werden, wie sich die einzelnen Beugungsordnungen herausbilden. Ziel war es jeweils, die Auswirkungen dieser Wechselwirkung auf das räumliche Strahlprofil zu untersuchen.

3.3.1 Untersuchungen mit fs-Laserpulsen

Ziel des Experiments war es, den Zeitpunkt des Aufeinandertreffens der Schallwelle und elektromagnetischen Schallwelle zeitlich variabel einzustellen und die Auswirkungen auf das räumliche Laserstrahlprofil zu analysieren. Die Vorgehensweise zu diesem Experiment wurde in Abschnitt 2.5 dokumentiert.

Bei den in Abb. 3-30 dargestellten Strahlprofilen wurden die folgende Verzögerungszeiten und die sich daraus ergebenden Laufwege der akustischen Welle eingestellt.

Tabelle 3-7 Eingestellte Verzögerungszeiten des Delaygenerators und daraus ergebende Schalllaufwege

Bild Nr.	Delayzeit t_{Delay} in ns	Änderung des Laufwegs der akustischen Welle Δs in mm
1	400	2,4
2	650	3,9
3	800	4,8
4	850	5,1
5	2000	12

Die Bildfolge wurde mittels eines Strahldiagnosegeräts der Firma Primes® aufgenommen. Sie repräsentiert ausschließlich die nullte Beugungsordnung. Die entstandenen höheren Ordnungen wurden nicht auf dem CCD-Chip abgebildet.

Es ist erkennbar, dass nach einer Zeitdifferenz $\Delta t = 400$ ns das Strahlprofil in der betrachteten Ebene unbeeinflusst scheint. Die Schallwelle hat den Laserstrahl noch nicht erreicht (Abb. 3-30 Bild 1). Nach einer Zeitdifferenz von 650 ns beginnt eine Verzerrung des Laserstrahlprofils, die jedoch mit weiterem Voranschreiten der Schallwelle verschwindet. Dies kennzeichnet den Bereich, in dem optische und akustische Wellenfront aufeinandertreffen. Anhand der Bilder 3 – 5 werden die Auswirkungen der Schallwelle auf das räumliche Strahlprofil des fs-Laserpulses deutlich. Während in Bild 3 im oberen Bereich schon Beugungserscheinungen auftreten, bleibt der untere Bereich noch unbeeinflusst. Dies ändert sich in Bild 4. Der akustische Strahl stört die nullte Beugungsordnung nachhaltig über einige 100 ns. Ab einem Zeitintervall von 850 ns verändert sich das Strahlprofil der nullten Ordnung bis zu dem betrachteten Zeitpunkt von 12 mm kaum noch. Der Grund dafür ist vermutlich, dass die Schallwellenfront den Laserstrahl in seiner räumlichen Ausdehnung voll erfasst hat.

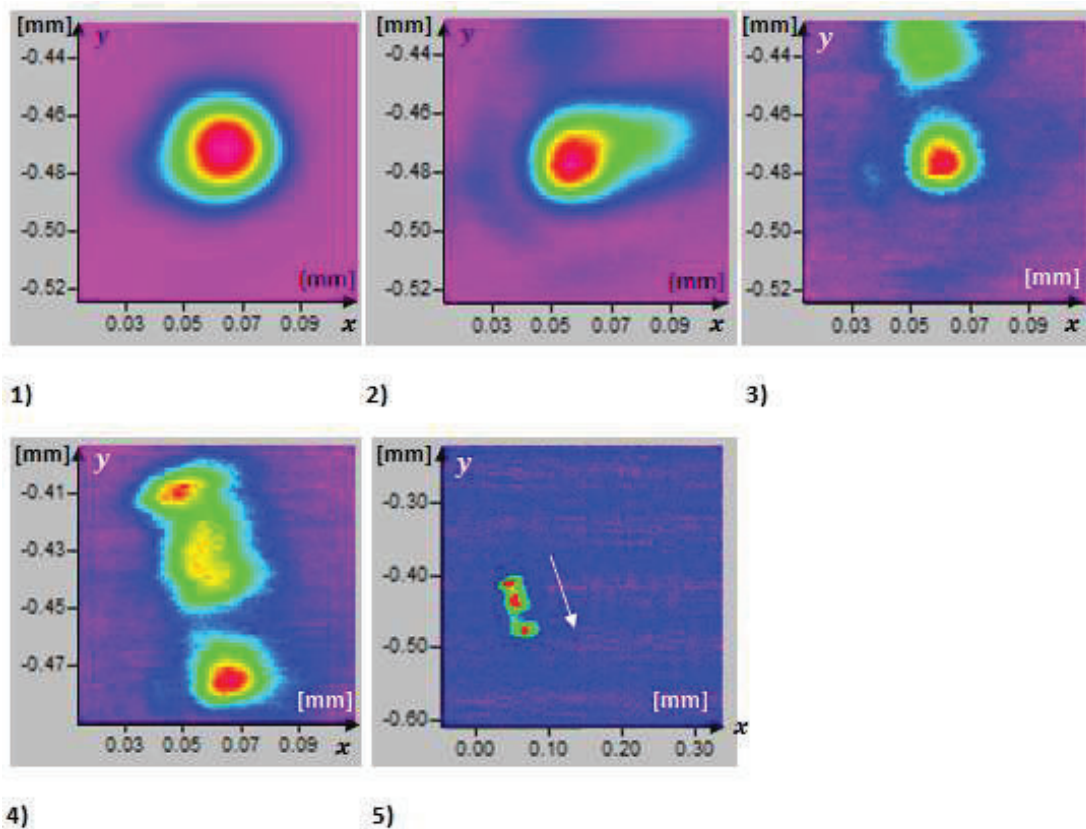


Abb. 3-30 Darstellung der nullten Beugungsordnung nach variiertem zeitlichen Fortschreiten der akustischen Welle, die Schallausbreitungsrichtung ist in Bild Nr. 5 weiß markiert, Bild 5 ist mit einem größeren Bildaufnahmebereich aufgenommen

Bei Bild Nr. 5 wurde ein vergrößerter Bildausschnitt verwendet, um das ganze Ausmaß der Strahlprofilverzerrung aufnehmen zu können. Der maximale Abstand zwischen den erzeugten Strukturen beträgt rund $100\text{ }\mu\text{m}$ (Bild 5). Dies entspricht gerade dem Wert $\frac{\lambda}{2}$ der akustischen Welle. Das Zustandekommen dieses Effekts wird im nachfolgenden Kapitel 3.3.2 näher erläutert.

Mit dem Experiment ist es gelungen, den zeitlichen Abstand zwischen stehendem HF-Signal und Lasersignal durch Triggerung der Laserpulse beliebig einzustellen und so die Auswirkungen der Wechselwirkung zwischen Schall- und elektromagnetischer Welle auf das räumliche Strahlprofil des Laserstrahls zu dokumentieren.

3.3.2 Auswirkung auf das räumliche Laserstrahlprofil

Nachdem im vorherigen Abschnitt eine in-situ-Messung zur Beeinflussung des Laserstrahlprofils während der Wechselwirkung mit der Schallwelle beschrieben wurde, soll in diesem Kapitel gezeigt werden, inwiefern das Strahlprofil des Nd:YAG-Laserstrahls durch die Wechselwirkung nach Verlassen des AOM beeinflusst wird.

Die Untersuchungen wurden mittels Aufweiter im verkleinerten Strahl mit nachfolgend dargestellter Kaustik durchgeführt. Der AOM wurde erneut in der Sekundärtaile des Laserstrahls bei $z_0 \sim 330$ mm positioniert. Die Berechnung der einfachen Rayleighlänge ergab einen Wert $z_R = 125$ mm bei einer Beugungsmaßzahl $M^2 = 1,43$.

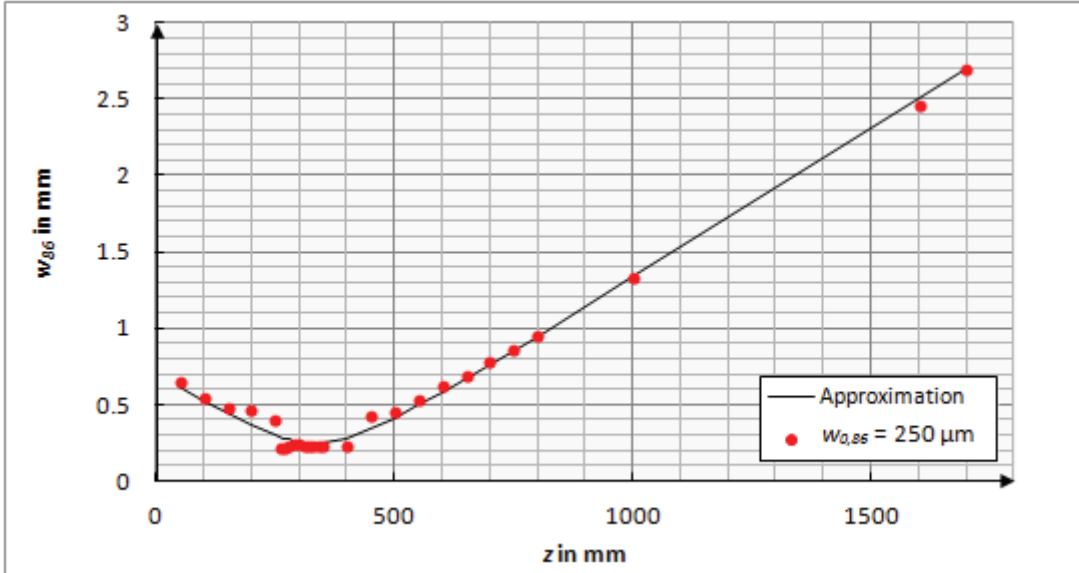


Abb. 3-31 Kaustik des mit dem Aufweiter verkleinerten Laserstrahls bei $P_{opt} = 180$ mW

Das Strahlprofil des Nd:YAG-Lasers wurde unmittelbar nach dem AOM auf einem CCD-Chip vergrößert abgebildet. Dies war nötig, um die ankommende Leistung von $P_{opt} = 180$ mW auf dem Chip herabzusetzen, um diesen nicht zu zerstören. Mittels einer Linse der Brennweite $f' = 30$ mm und einer Bildweite von $s' = 205$ mm konnte unter Berücksichtigung der Abbildungsgleichung der notwendige Abstand s zum Objekt berechnet werden. Dabei stellt das Objekt die Ebene des Strahlprofils dar, die scharf abgebildet werden soll. Es gilt:

$$\frac{1}{s} = \frac{1}{f'} - \frac{1}{s'} \quad (26)$$

In Abhängigkeit der z -Position der Linse und des Chips wurde eine andere Ebene des Strahlprofils nach dem AOM 1 abgebildet. Die Größen s und s' blieben konstant. Das Strahlprofil wurde über eine Distanz von $z = 500$ mm abgebildet. Folgende schematisch skizzierte Versuchsanordnung beschreibt den experimentellen Aufbau. Mittels einer Software konnte die Information auf dem Chip als *bmp*-Bild zunächst gespeichert und weiter verarbeitet werden.

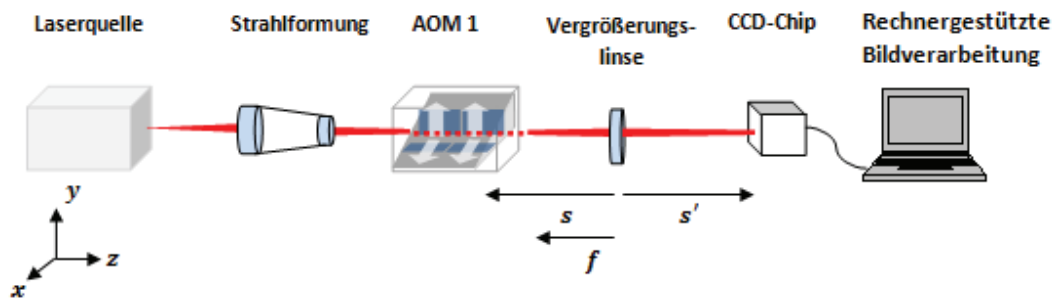


Abb. 3-32 Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung des Strahlprofils nach dem AOM

Um normgerecht zu messen, sollte die Ortsauflösung des Detektorsystems mindestens $\frac{1}{20}$ des Laserstrahldurchmessers betragen [DIN11146-1, S. 12]. Bei einem Strahlradius $w_{0,86} \cong 0,25$ mm wäre demnach eine Pixelgröße von mindestens 25 μm erforderlich. Dieser Forderung kam der eingesetzte Chip nach. Die Pixelgröße betrug 2,2 μm bei einer Gesamtgröße des Arrays von ca. (4 x 6) mm. Mit Hilfe von (26) kann die Vergrößerung ausgerechnet werden. Diese berechnet sich aus:

$$\beta' = \frac{s'}{s} \quad (27)$$

Der Abbildungsmaßstab β' für die vergrößerte Abbildung des Laserstrahls auf dem Sensor betrug 6,8. Bei der Abbildung des Strahlprofils im AOM musste beachtet werden, dass sich aufgrund der Vergrößerung des optischen Wegs im AOM die Rayleighlänge um die Brechzahl $n \cdot z_R$ bzw. die Fokusposition um $n \cdot z_0$ in positiver Richtung verschiebt. Dabei wurde der Anfang des AOM auf der z-Achse $z = 0$ gesetzt. Mit Hilfe eines numerischen Programms zur Berechnung der Laserstrahlparameter wurden die *bmp*-Bilder jeder vermessenen Ebene eingelesen. Als Ergebnis wurden die räumlichen Strahlparameter in den einzelnen Ebenen dargestellt. Die nachfolgende Abbildung zeigt das vergrößerte Strahlprofil im AOM ohne (oben) bzw. unter dem Einfluss einer HF-Leistung von 55 W.

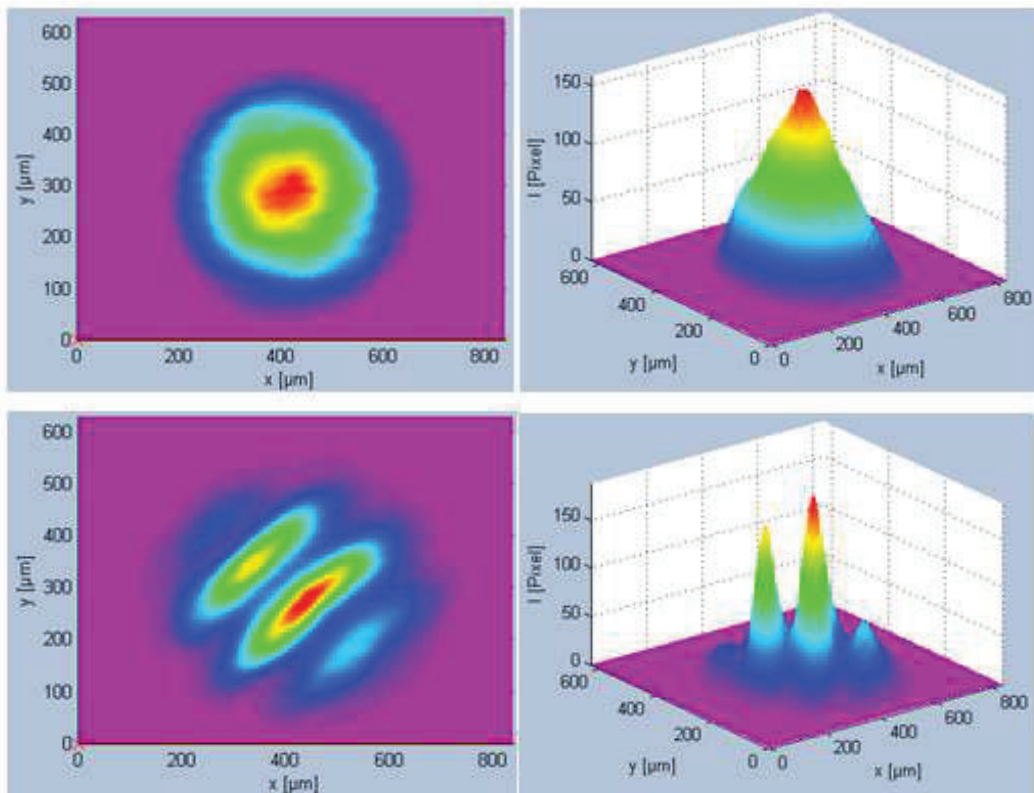


Abb. 3-33 Draufsicht auf das Strahlprofil (links) sowie 3D-Darstellung (rechts) ohne HF-Leistung (oben) bzw. bei maximaler HF-Leistung (unten), oben links: $z = 490$ mm, unten links: $z = 330$ mm

Abb. 3-31 oben links zeigt das vergrößerte Strahlprofil im AOM ohne das Anlegen einer HF-Leistung. Durch die Schallwelle wird das Strahlprofil im AOM nach einem zurückgelegten optischen Weg von ca. 25 mm verzerrt (Abb. 3-33 unten). Es treten Intensitätsmaxima im Abstand von ca. $100\text{ }\mu\text{m}$ auf. Dies entspricht gerade der Hälfte des Werts der akustischen Periodenlänge Λ . Als Erklärungsansatz dient das folgende Modell.

Die innerhalb der Rayleighlänge annähernd ebenen Wellenfronten des Laserstrahls werden im AOM durch die Wechselwirkung mit dem akustischen Schallfeld moduliert. Aus dem AOM separieren sich die höheren Beugungsordnungen unter dem Winkel $\sin \phi \sim \phi = \frac{\lambda}{\Lambda}$ von der nicht gebeugten nullten Beugungsordnung.

Die vom Chip detektierte Überlagerung zwischen diesen separierenden Teilstrahlen signalisiert eine Interferenz der optischen Wellen im AOM, die zwar betragsmäßig die gleiche Phasenmodulation erfahren haben, aber in unterschiedliche Richtungen unter dem Winkel $+\phi$ bzw. $-\phi$ in die einzelnen Beugungsordnung aufspalten. Der Abstand d zwischen zwei benachbarten Interferenzmaxima, wie sie in Abb. 3-33 unten links auftreten, kann über folgende Gleichung ausgerechnet werden.

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \phi} \quad (28)$$

Bedingung für die Gültigkeit dieser Gleichung ist, dass die Überlagerung der Wellen symmetrisch erfolgt, was aufgrund der gegebenen *Raman-Nath*-Anordnung der Fall ist. Nach Einsetzen der oben beschriebenen Beziehung für ϕ , die das *Raman-Nath*-Regime kennzeichnet, folgt für den Abstand der Interferenzmaxima bzw. -minima $d = \frac{\lambda}{2}$. Damit ergab sich die Möglichkeit, durch die Bestimmung von d und der Kenntnis des Beugungswinkels ϕ , die Schallgeschwindigkeit von ca. $6000 \frac{m}{s}$ zu überprüfen.

Die beschriebene Interferenz der unter dem Einfluss des akustischen Feldes separierenden optischen Ordnungen im AOM konnte sowohl für einen kleinen Strahlradius von ca. $250 \mu m$ als auch für den Rohstrahl mit einem Strahldurchmesser von rund $1,5 mm$ bestätigt werden. Das Modell ist demnach für alle Laserstrahlradien gültig, deren Wert größer als die kritische Größe ist, die das Auftreten von Beugung allgemein begrenzt (Abschnitt 3.2.2).

Das entstehende Beugungsbild des AOM wurde in einem weiteren Schritt über eine Länge von $z = 500 mm$ verfolgt. Die entstehenden Beugungsordnungen im Fernfeld sollten auf dem Chip abgebildet werden. Dazu war eine Verkleinerung des Laserstrahls notwendig. Mittels einer Linse mit $50 mm$ Brennweite und einer Bildweite $s' = 60 mm$ ergab sich bei einer Gegenstandsweite von $300 mm$ ein Abbildungsmaßstab von $\beta' = 0,2$.

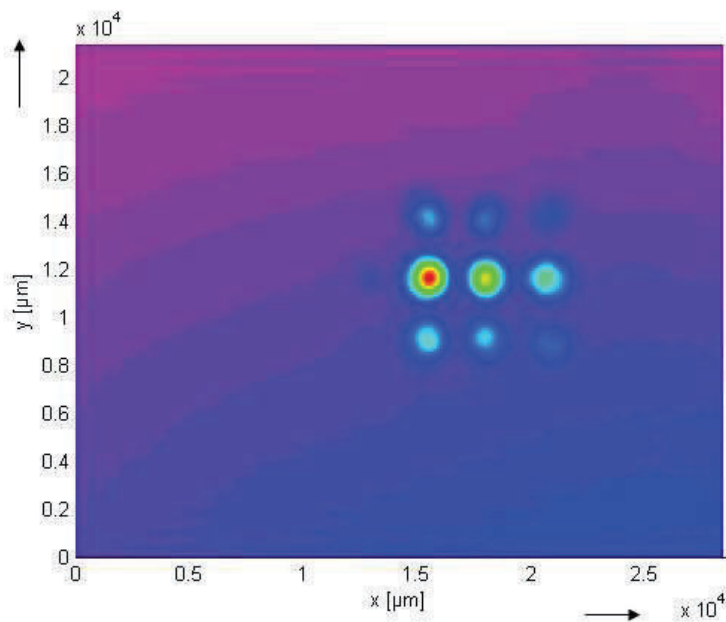


Abb. 3-34 Abgebildete Beugungsordnungen im Fernfeld in Falschfarbendarstellung, $w(z = 440 mm) = 2 mm$, $P_{opt} = 180 mW$, $P_{HF} = 55 W$

Mit dem Abstand zum AOM von $\Delta z = 440$ mm konnte der theoretisch errechnete Beugungswinkel von 4,5 mrad experimentell bestätigt werden. Anhand Abb. 3-34 wird nochmals deutlich, dass der AOM 1 im Übergangsbereich zwischen *Bragg*- und *Raman-Nath*-Regime arbeitet, da zwar mehrere Beugungsordnungen entstehen, diese jedoch ungleiche Helligkeitsverteilungen aufweisen.

3.4 Fehlerbetrachtung

Neben den in den einzelnen Abschnitten diskutierten Fehlereinflussgrößen, wie die relative Messungenauigkeit der Messgeräte, dem Einfluss der Strahljustage und Ausrichtung der Güteschalter sowie Fehlimpedanzen aufgrund unterschiedlicher Kabellängen sollen in diesem Abschnitt kurz weitere Fehlereinflussgrößen benannt werden.

Das Modell zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Schall und elektromagnetischer Welle geht stets von der Ausbreitung ebener Wellenfronten der akustischen und optischen Wellen aus. Gekrümmte Wellenfronten sowohl des Laserstrahls als auch der akustischen Welle stellen erschwerende Größen für die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Schall- und elektromagnetischer Welle dar. Die Krümmung der akustischen Wellenfronten im Randbereich des akustooptischen Mediums bewirkt neben longitudinalen Wellen auch das Entstehen von Scherwellen. Unter der Beachtung des Auftretens von Scherwellen müssen für die Berechnung akustooptischer Kenngrößen die photoelastischen Tensoren p_{ij} ausgetauscht werden. Die Beschreibung der Verformung unter Berücksichtigung der tensoriellen Abhängigkeit der Brechzahl des Materials in die unterschiedlichen Raumrichtungen führt zu sehr komplizierten Berechnungen.

Die von der Literatur angegebenen Gleichungen zur Bestimmung des Betriebsregimes der AOM, Beugungseffizienz und Brechzahldifferenz setzen stets eine ideale Einstrahlung unter dem *Bragg*-Winkel voraus, wonach nur eine einzige Beugungsordnung hervorgeht. Dies war praktisch nur schwer umsetzbar. Für die Untersuchungen erfolgte die Justage so, dass eine maximale Beugungseffizienz erzielt werden konnte und das Beugungsbild weitestgehend symmetrisch erschien. Einige erforderliche Kenngrößen zur Berechnung der Beugungseffizienz, wie z.B. die akustische Leistung P_{ak} , waren nicht bekannt oder wurden vereinfachend aus der Kenntnis anderer Größen angenommen. Dies könnte zur Erklärung der Messabweichungen von den theoretischen Kurven herangezogen werden.

Der Einfluss von Inhomogenitäten im Quarzglas bezüglich der Schallausbreitung kann nicht quantifiziert werden, da diese Angaben im konkreten Fall nicht zur Verfügung standen. Störstellen im

Material können durch Prozesse wie Absorption und Streuung die Propagation der akustischen Welle beeinträchtigen.

Weiterhin kann keine Aussage zur Stabilität des HF-Generatorsignals getroffen werden. Es wurde von dem Idealfall einer festen Schwingungsfrequenz der Güteschalter von $27,12$ bzw. $40,68\text{ MHz}$ ausgegangen. Ein Altern des piezoelektrischen Schallwandlers infolge hoher thermischer Beanspruchung durch die HF-Leistung und einer dadurch bedingten verminderten Haftung am Quarzglas kann zur Folge haben, dass weitere Frequenzen anschwingen und keine harmonische Schwingung mehr vorliegt. Wenn sich die Frequenzbandbreite erhöht, hat dies Auswirkungen auf die Größe des Beugungswinkels. Mit einer Fourier-Transformation könnten solche Frequenzanteile sichtbar gemacht werden.

Die Messung kleiner Intensitäten mit der Fotodiode erwies sich als kritisch, da die Empfindlichkeit der Fotodiode bei der genutzten Wellenlänge $\lambda = 1064\text{ nm}$ sehr gering war, wie dem Diagramm zur spektralen Empfindlichkeit der Fotodiode im angehängten Datenblatt entnommen werden kann. Dies kann auch die Ursache für Messungenauigkeiten sein, die im Einzelnen nicht quantifiziert werden können.

4 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Wechselwirkung von Laserstrahlung mit hochfrequenten Dichtewellen in akustooptischen Modulatoren vom Typ *Bragg* bzw. *Raman-Nath/Bragg* untersucht. Dabei wurden sowohl die Parameter der Laserquelle als auch des AOM variiert und deren Einfluss auf die Beugungseffizienz, die Schaltzeit und das räumliche Laserstrahlprofil dokumentiert.

Bei den Messungen mit gekreuzten AOM in einem Gehäuse konnte eine maximale Beugungseffizienz von 87 % bei einem Strahlradius $w_{86} = 1,7$ mm erzielt werden. Der Strahlradius $w_{0,86}$ konnte durch Fokussieren in den AOM auf bis zu 90 μm reduziert werden. Die gemessene Schaltzeit für diesen Radius betrug 35 ns bei einer optischen Leistung von 1 W. Dieser noch schaltbare Strahlradius stellt gleichzeitig die untere Grenze dar, bei dem noch Beugungseffekte auftreten. Eine Verringerung des Strahlradius auf 60 μm führte zum Auftreten von GRIN-Effekten.

Mit einem Faserlaser wurde durch gezieltes Einstellen der Polarisationsrichtung des Laserstrahls und den Einsatz räumlich getrennter AOM bei Strahlradien von 1,5 mm eine maximale Beugungseffizienz von 99 % bis zu einer optischen Ausgangsleistung von 330 W erreicht. Die Schaltzeit bei Verwendung dieser AOM und Strahlradien von 0,4 mm konnte auf 80 ns bei einer optischen Leistung von 60 W minimiert werden.

Mittels abbildender Verfahren konnte die Wechselwirkung zwischen Schall- und elektromagnetischer Welle unmittelbar am Ort ihrer Entstehung bis in das Fernfeld, in dem die einzelnen Beugungsordnungen voll ausgebildet sind, nachvollzogen werden. Die Arbeit liefert Erklärungsansätze zur Beschreibung der Auswirkung der akustischen Welle auf das räumliche Laserstrahlprofil.

Das Ziel weiterer Untersuchungen soll es sein, die optische Leistung ausgehend von den erreichten 330 W weiter zu erhöhen und gleichzeitig eine hohe Beugungseffizienz von 99 % zu gewährleisten.

Gegenstand weiterer Experimente ist, die Ursache für die starken Abweichungen der gemessenen Schaltzeit im Vergleich zum theoretischen Modell bei großen Strahldurchmessern ab 1,5 mm zu untersuchen. Die Beeinflussung der Schaltzeit durch das räumliche Strahlprofil des Laserstrahls ist ebenfalls geplant. Die Auswirkung thermischer Effekte auf den Schaltvorgang soll näher untersucht und gegebenenfalls kompensiert werden.

Literaturverzeichnis

[AA2007]	Acousto-optics – Theory and Applications notes. AA Optoelectronics http://opto.braggcell.com/index.php?MAIN_ID=119 verfügbar am 13.03.2012.
[Adler1967]	Adler, R.: Interaction between light and sound. In: IEEE Spectrum, Volume 4 (5), 1967, S. 42 – 54.
[Born1985]	Born, M.: Optik, Heidelberg, Springer, 2. Auflage 1985.
[Chen1996]	Chen, S.-T.; Chatterjee, M. R.: A numerical analysis and expository interpretation of the diffraction of light by ultrasonic waves in the Bragg and Raman-Nath Regimes using multiple scattering theory. In: IEEE Transactions on education, Volume 39 (1), 1996, S. 56 – 68.
[Demt2009]	Demtröder, W.: Experimentalphysik, Band 2 Elektrizität und Optik, Heidelberg, Springer, 5. Auflage 2009.
[DIN11146-1]	DIN EN ISO 11146-1:2005. Laser und Laseranlagen – Prüfverfahren für Laserstrahlabbmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen – Teil 1: Stigmatische und einfach astigmatische Strahlen. 23 S. April 2005.
[Dixon1967]	Dixon, R.: Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners. In: Journal of Applied Physics, Volume 38 (13), 1967, S. 5149 – 5153.
[Henn2008]	Henn, H. et al.: Ingenieurakustik, Wiesbaden, Vieweg und Teubner, 4. Auflage 2008.
[Huns2009]	Integrated Optics – Theory and technology, New York, Springer, 6. Auflage 2009.
[Iizuka1987]	Iizuka, K.: Engineering Optics. In: Springer Series in Optical Sciences, Volume 35, Springer, 2. Auflage 1987.

[Klein1967]	Klein, W.; Cook, B.: Unified approach to ultrasonic light diffraction. In: IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, Volume SU-14 (3), 1967, S. 123 – 134.
[Koech2006]	Koechner, W.: Solid-state laser engineering. In: Springer Series in Optical Sciences, Volume 1, 6. Auflage 2006.
[Korp1981]	Korpel, A.: Acousto-optics – a review of fundamentals. In: Proceedings of the IEEE, Volume 69 (1), 1981, S. 48 – 53.
[LiBo1985]	Li, S. W.; Bourkoff, E.: Polarisation effects in saw 80cousto-optic interactions. In: Electronics Letters, Volume 21 (21), 1985, S. 168 – 169.
[May1969]	Mayden, D.: Acousto-optical pulse modulators. In: IEEE Journal of quantum electronics, Volume QE-6 (1), 1969, S. 352.
[Mesch2008]	Meschede, D.: Optik, Licht und Laser, Wiesbaden, Vieweg und Teubner, 3. Auflage 2008.
[Muell1938]	Mueller, H.: Theory of Photoelasticity. In: Journal of the American Ceramic Society, Volume 21 (1), 1938, S. 27 – 33.
[Pinn1970]	Pinnow, D.: Guidelines for the selection of acoustooptic materials. In: IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume 6 (4) IEEE Journals and Magazines, 1970, S. 223 – 228.
[Quate1965]	Quate, F. et al.: Interaction of light and microwave sound. In: Proceedings of the IEEE, Volume 53 (10), 1965, S. 1604 – 1622.
[Rouv1979]	Rouvaen, J. et al.: On a general treatment of acoustooptic interactions in linear anisotropic crystals. In: Journal of Applied Physics, Volume 50 (8), 1979, S. 5472 – 5477.
[Saleh2007]	Saleh, B. et al.: Fundamentals of Photonics, New Jersey, Wiley, 2. Auflage 2007.

[Smith1965]	Smith, T. et al.: Measurement of light-sound interaction efficiencies in solids. In: IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume 1 (6), 1965, S. 283 – 284.
[Spen1967]	Spencer, E. et al.: Dielectric materials for electrooptic, elastooptic and ultrasonic device applications. In: Proceedings of the IEEE, Volume 55 (12), IEEE Journals and Magazines, 1967, S. 2074 – 2104.
[Uchi1973]	Uchida, N. et al.: Acoustooptic deflection materials and techniques, In: Proceedings of the IEEE, Volume 61 (8) IEEE Journals and Magazines, 1973, S. 1073 – 1092.
[Wemp1969]	Wemple, S. et al.: Oxygen-octahedra ferroelectrics. II. Electrooptical and nonlinear optical device applications, In: Journal of Applied Physics, Volume 40 (2), 1969, S. 735 – 752.

Anlagenverzeichnis

A1 Datenblatt Variabler Strahlaufweiter

A2 Datenblatt QS27-5D-B

A3 Datenblatt QS41-5C-B

A4 Datenblatt Si-Photodiode

Beam Expander 1x-4x

Spezifikationen

Material:

Eingangselemente: Quarzglas

Ausgangselemente: Quarzglas

Transmission: $\geq 97\%$

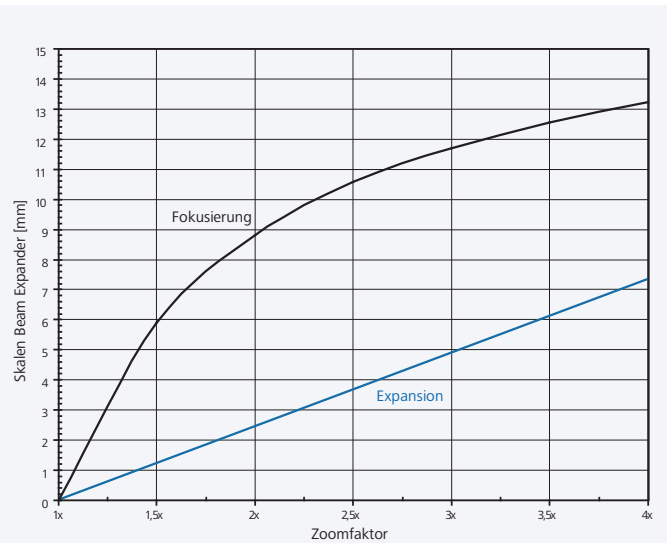
Fassung Ø: 37,6 (0/-0,1) mm oder über Gewinde M30x1

Gewicht: 0,19 kg

Zoomfaktor	Ø Eintrittspupille*		
	1030-1064 nm	532 nm	355 nm
1x	4.0 mm	4.0 mm	4.0 mm
2x	4.0 mm	4.0 mm	4.0 mm
3x	4.0 mm	4.0 mm	4.0 mm
4x	4.0 mm	4.0 mm	4.0 mm

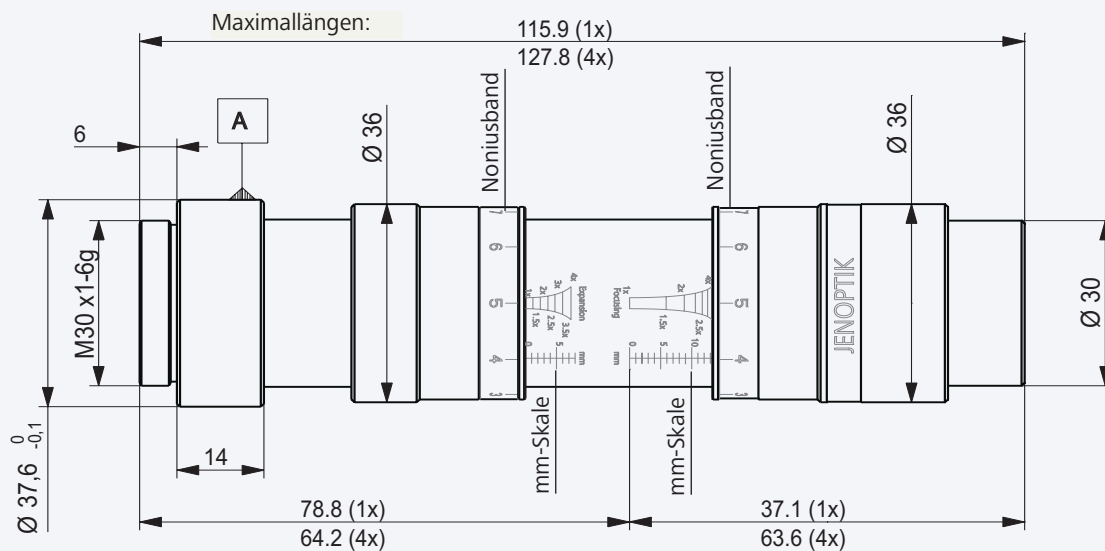
Bestellnummer:

017052-012-26 017052-202-26 017052-402-26



* Empfohlener maximaler Durchmesser der Eintrittspupille.

Feineinstellung des Zoom- und Fokusmaßstabes über die Kombination aus mm-Skalen und Noniusbänder.



Alle Wellenlängenversionen besitzen die gleichen Abmaße.

Design und Spezifikationen unterliegen der ständigen Weiterentwicklung. Änderungen im Sinne des technischen Fortschritts bleiben vorbehalten.



JENOPTIK | Optische Systeme

Business Unit Optik

JENOPTIK Optical Systems GmbH

Göschwitzer Straße 25 | 07745 Jena | Germany

Telefon +49 3641 65-3148 | Fax -3677

optics.os@jenoptik.com | www.jenoptik.com/optik



GOOCH & HOUSEGO

Acousto-Optic Super Q-Switch Instruction Manual

June 2006



GOOCH & HOUSEGO

UK HEADQUARTERS: The Old Magistrates Court . Ilminster . Somerset . TA19 0AB . England
Tel: +44 (0) 1460 52271 . Fax: +44 (0) 1460 54972 E-MAIL: sales@goochandhousego.com

GOOCH & HOUSEGO – PRECISION OPTICS AND ACOUSTO OPTICS

DESCRIPTION:

For best results it is recommended that you use a Gooch & Housego RF driver.

SPECIFICATIONS	
Interaction material:	Fused Silica
Wavelength:	1047-1064nm
Polarisation:	Unpolarised
Acoustic mode:	Compressional (orthogonal)
A.R. coating reflectivity:	< 0.2% per surface
Damage threshold:	> 1GW/cm ²
Transmission:	> 99.6% (single pass)
R.F. input impedance:	50Ω
RF frequency:	24.00 or 27.12MHz
VSWR	< 1.2:1 (50Ω input impedance)
Maximum RF power:	2 × 50W
Active aperture:	1.6, 2, 3, 4, 5 or 6.5mm
Clear aperture:	9mm × 9mm
Length (optical direction):	46.0mm
Cooling:	De-ionised water
Water flow rate	190cc/minute minimum
Maximum water temperature	+40°C (recommended, 22°C to 32°C)
Thermal cut-out switch	+55°C ± 5°C
Loss modulation:	> 90%
Rise time/fall time	109ns/mm

SET-UP:

- Mount the device so that the input beam passes through the centre of the optical aperture (see set-up diagrams).
- Connect the water supply where appropriate.
- Connect the RF driver to the AO device input and turn on the power. It is recommended to start at a low power, then increase as required after the positioning of the device has been optimised.
- Rotate the device until the Bragg angle is satisfied and the diffraction efficiency is optimised (see set-up diagram).
- Adjust the height until the diffraction efficiency is optimised.
- Turn up the RF power until the required diffraction efficiency is achieved.

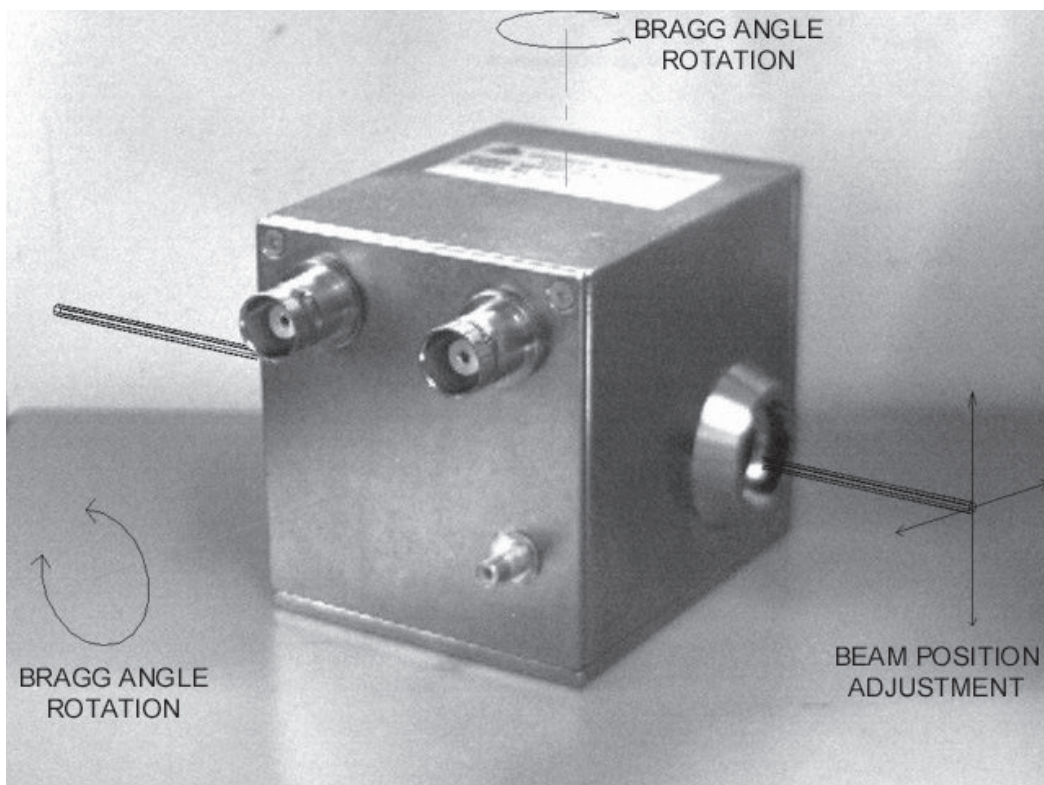
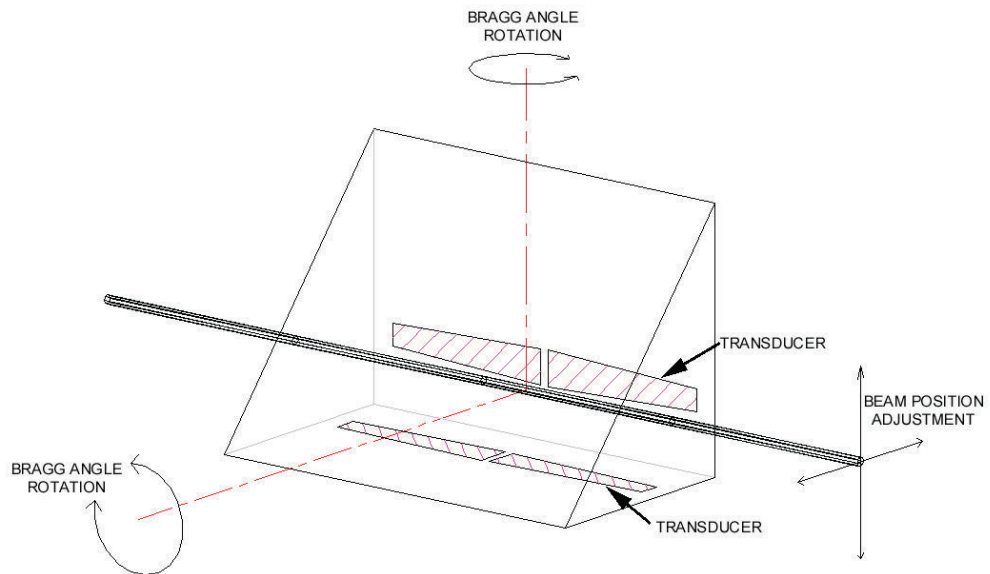
If you need further advice regarding device set-up or operating procedures our team of engineers will be pleased to advise you.



GOOCH & HOUSEGO

UK HEADQUARTERS: The Old Magistrates Court . Ilminster . Somerset . TA19 0AB . England
Tel: +44 (0) 1460 52271 . Fax: +44 (0) 1460 54972 E-MAIL: sales@goochandhousego.com

**SET-UP
DIAGRAMS:**



UK HEADQUARTERS: The Old Magistrates Court . Ilminster . Somerset . TA19 0AB . England
Tel: +44 (0) 1460 52271 . Fax: +44 (0) 1460 54972 E-MAIL: sales@goochandhousego.com



Gooch & Housego



‘Industry Standard’ Acousto-Optic Q-Switch

A water-cooled Acousto-optic Q-Switch for use in high power Nd:YAG lasers systems.

Combining top grade fused silica with high quality optical finishing and in-house anti-reflection coatings, this Q-Switch exhibits very low insertion loss and high damage threshold. Its design characteristics and repeatable manufacturing process enable RF powers of up to 100W

Standard options include a choice of RF frequency (24 to 68MHz), active apertures (1.0 – 8.0mm), acoustic modes (compressional for linear polarisation, shear for unpolarised) and water connectors. Customised housings are available for OEM's.

Our scientists and engineers are available to assist in selecting the most appropriate model of Q-Switch and also RF driver for your application.

Key Features:

- ☐ Industry standard for Nd:YAG lasers
- ☐ Worldwide reputation
- ☐ High damage threshold
- ☐ Low insertion loss
- ☐ Up to 100W RF power handling
- ☐ Custom configurations available

Applications:

- ☐ Material processing:
 - Laser marking
 - Laser engraving
 - Laser cutting
 - Laser drilling
- ☐ Medical (surgery)
- ☐ Lithography

General Specifications

Interaction material:	Fused Silica
Wavelength:	1064nm
AR coating reflectivity:	< 0.2% per surface
Damage threshold:	> 1GWcm ⁻²
Transmission (single pass):	> 99.6%
Static insertion loss:	≤ 6% at 50W laser power
VSWR:	< 1.2:1 (<1.4:1 at 50W RF power)
RF power rating (maximum):	50W cw for Compressional acoustic mode 100W cw for Shear acoustic mode
Water flow rate:	> 190cc / minute
Water-cooling channel material:	Aluminium (de-ionised water is strongly recommended)
Recommended water temperature:	+22°C to +32°C
Thermal switch cut-off:	+55°C +/- 5°C

DET10A Operating Manual – High Speed GaP Detector

Description:

The Thorlabs DET10A is a ready-to-use high-speed photo detector. The unit comes complete with a photodiode and internal 12V bias battery enclosed in rugged aluminium housing. The DET10A includes a removable 1" optical coupler (SM1T1), providing easy mounting of ND filters, spectral filters, fiber adapters (SMA, FC and ST style), and other Thorlabs 1" stackable lens mount accessories.

The DET10A includes two #8-32 tapped mounting holes with a 0.25" mounting depth, while the DET10A/M has two M4 tapped mounting holes. A 12V A23 battery is included.

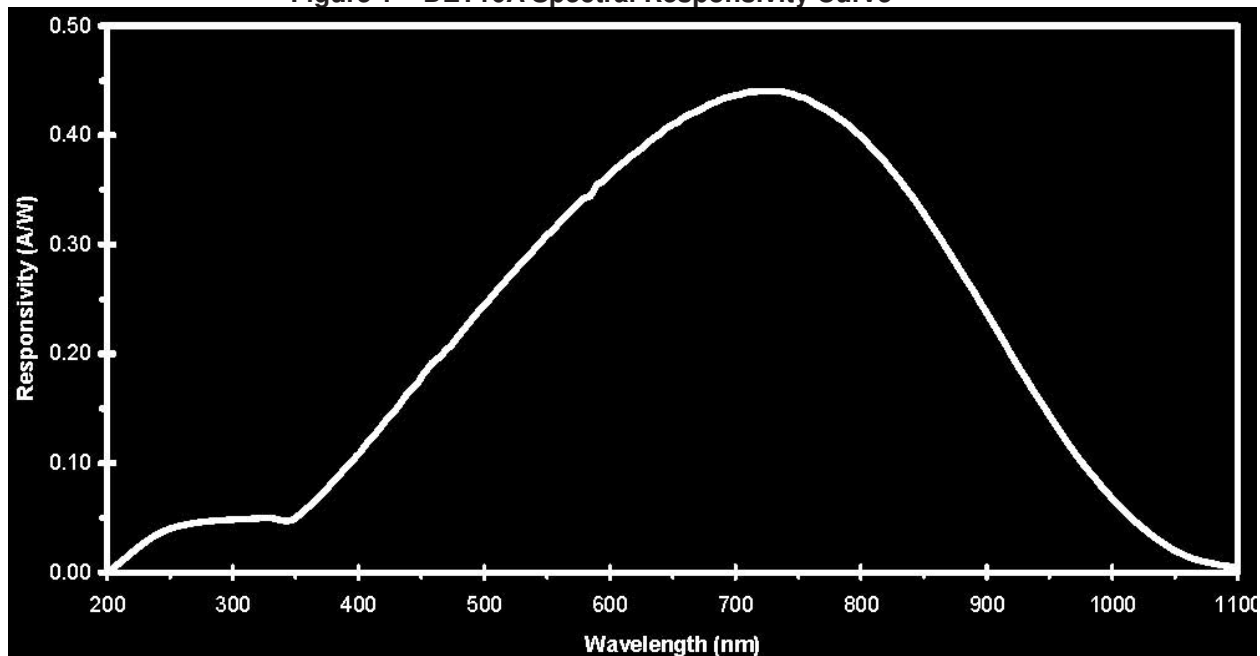
Specifications:

Electrical		
Detector:		Silicon PIN
Active Area:		0.8mm ² (Ø1.0 mm)
Wavelength Range:	λ	200 to 1100 nm
Peak Wavelength:	λ_p	750 nm (typ)
Peak Response (typ):	$\mathfrak{R}(\lambda_p)$	0.45 A/W (typ)
Diode Capacitance:	C_J	6pF
Rise/Fall Time:	t_r / t_f	1ns (max.)
Linearity Limit (Current):		1mA
(Power):		2mW (min @ λ_p)
NEP (750nm):		1.9x10 ⁻¹⁴ W/√Hz (max.)
Bias Voltage:	V_{BIAS}	10V (9V min)
Dark Current ² :	I_D	0.3nA (2nA max.)
Output Voltage:	V_{OUT}	0 to 10V

General	
On / Off Switch:	Slide
Output:	BNC (DC Coupled)
Package Size:	2.8"x1.9" x 0.83" 70mm x 48mm x 21mm
PD Surface Depth:	0.12" (3.1mm)
Weight:	0.2 lbs
Accessories:	SM1T1 Coupler SM1RR Retainer Ring
Storage Temp:	-25 to 70°C
Operating Temp:	10 to 50°C
Battery:	A23, 12V _{DC} , 40mAh
Low Battery Voltage ³ :	(See 'Battery Check')
V_{OUT} (Hi-Z):	~9V
V_{OUT} (50Ω):	~400mV

1. All measurements performed with a 50Ω load unless stated otherwise.
2. Measured with specified Bias Voltage.
3. Assumes the battery voltage drops below 9.6V. The reverse protection diode generates a 0.6V drop.

Figure 1 – DET10A Spectral Responsivity Curve



Danksagung

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Bernhard Steiger für die außerordentlich gute Betreuung dieser Arbeit. Ich danke ihm ganz besonders für sein Vertrauen, dass ich diese anspruchsvolle Thematik bearbeiten durfte.

Weiterhin gilt mein herzlicher Dank Herrn Prof. Udo Löschner für seine hilfreichen Anmerkungen während und gerade zum Ende der Masterarbeitszeit.

Ich möchte Herrn Dipl. – Ing. (FH) Lars Hartwig und Herrn Dipl. – Ing. Manfred Glätzner danken für die Bereitstellung der elektronischen Komponenten, für die vielen Hinweise und die schnelle Hilfe aber auch für die sehr angenehme Zusammenarbeit.

Auch meinen Kollegen, Herrn Dipl. – Ing. (FH) Lutz Schneider und M. Sc. Falko Jahn gilt mein ganz besonderer Dank für die ebenfalls zahlreichen Anregungen und Nachfragen. Diese war eine große Hilfe und immer wieder ein Anstoß, das Gemessene zu hinterfragen.

Herrn Dipl. – Ing. (FH) Stefan Mauersberger danke ich herzlich für seine Unterstützung bei den Experimenten und insbesondere für seine Geduld.

Herrn M. Sc. Markus Olbrich gilt ebenfalls mein ganz besonderer Dank für die Bereitstellung der Simulationsprogramme, die sehr viel Zeitersparnis brachten, sowie für die hilfreichen Anmerkungen bei der Überarbeitung dieser Arbeit.

Auch meiner Familie möchte ich einen ganz lieben Dank aussprechen für die fortwährende Unterstützung während meines Studiums und in der ganzen letzten Zeit.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 21.09.2012

Franka Marquardt